ENTWICKLUNGEN PHOTOSPHÄRISCHER MAGNETFELDER INSBESONDERE BEI FLECKENENTSTEHUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Michael Roßbach
aus Goeritz

Göttingen 1973

ENTWICKLUNGEN PHOTOSPHÄRISCHER MAGNETFELDER INSBESONDERE BEI FLECKENENTSTEHUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Michael Roßbach
aus Goeritz

Göttingen 1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7
Referent: Professor Dr. Egon Horst Schröter
Korreferent: Professor Dr. Hans-Heinrich Voigt
Tag der mündlichen Prüfung: 12.Juli 1973

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Solare Magnetfeldmessungen	6
2.1	Vorbetrachtung	6
2.2	Der Babcock-Magnetograph	7
2.3	Diskussion der Meßvoraussetzungen	10
2.3.1	Zeemanaufspaltung klein gegenüber der Linienbreite	10
2.3.2	B konstant über die Höhe des Linienentstehungsgebiets	10
2.3.3	$B \cdot \cos\gamma$, $dI/d\lambda$, I konstant über die Fläche des Abtastflecks	11
2.3.4	$dI/d\lambda$ konstant in allen photosphärischen Gebieten	13
2.3.5	Keine Blends in dem Bereich der Austrittsspalte	14
3.	Gewinnung von Magnetogrammen	15
3.1	Das Instrumentarium	15
3.2	Instrumentelle Fehlerquellen	20
3.2.1	Instrumentelle Polarisation und Retardation	21
3.2.1.1	Übersicht	21
3.2.1.2	Theoretische Überlegungen	24
3.2.1.3	Durchführung der Kompensation	29
3.2.2	Der elektrooptische Kristall	34
3.2.3	Rauschen der Photomultiplier	35
3.2.4	Scanparameter	36
3.2.5	Die Drifteichung	38
3.3	Die Beobachtungen	40
4.	Überblick über die bisherigen Beobachtungsergebnisse	41
4.1	Geschwindigkeitsfelder	41
4.2	Magnetfelder	49
5.	Beobachtungsergebnisse	60
5.1	Auswertung der Registrierungen	60
5.2	Präsentation der Daten	64
5.3	Entwicklungen inaktiver Gebiete	70
5.4	Entwicklungen aktiver Gebiete	77
6.	Diskussion	86
6.1	Inaktive Gebiete	86
6.1.1	Inaktive Fackeln mit konzentrierter bipolarer Feldanordnung	88

6.1.2	Inaktive Fackeln mit verteilter Feldanordnung	90
6.1.3	Inaktive Fackeln mit monopolarer Feldanordnung	93
6.2	Arch Filament Systeme	95
6.3	Entstehungen aktiver Gruppen	100
6.4	Aufstieg einer Flußröhre	104
6.5	Entwicklungen aktiver Gruppen	108
6.6	Auflösung aktiver Gruppen	113
6.7	Geschwindigkeitsfelder	116
6.8	Filamentäre Magnetfeldstruktur	119
	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	126
	Danksagungen	130
	Anhang	A 1
	Lebenslauf	

1. Einleitung

Sonnenflecken sind die bekanntesten Erscheinungen der solaren Aktivität. Sie treten bevorzugt in bestimmten heliographischen Breiten zu beiden Seiten des solaren Äquators auf. Durch ihre wechselnde Häufigkeit weisen sie auf einen periodischen Vorgang in der Sonne hin, der mit einer Zeitskala von 11 Jahren abzulaufen scheint. Im Laufe dieser 11 Jahre wandern ihre Entstehungsorte von ca $\pm$ 40° Breite zum Äquator.

Durch die von Hale (1908) begonnenen Messungen solarer Magnetfelder gelang es, in den zumeist paarweise auftretenden Flecken Magnetfelder entgegengesetzter Polarität festzustellen. Im Laufe seiner mehrjährigen Messungen fand Hale, daß die Reihenfolge der Polaritäten in Richtung der Sonnenrotation mit einer Periode von 11 Jahren wechselt und sich nach 22 Jahren wiederholt. Hales Versuche, ein allgemeines solares Magnetfeld an den Polen der Sonne nachzuweisen, das sich mit einer Periode von 22 Jahren ändert, schlugen fehl. Die von ihm aufgenommenen Spektren zeeman-empfindlicher Fraunhoferlinien besaßen ein zu geringes Auflösungsvermögen.

Die Entwicklung eines elektronisch arbeitenden Polarimeters (Babcock,1953; Kiepenheuer,1953) ermöglichte es, ein schwaches solares Polmagnetfeld und dessen Umpolung während des Maximums der Sonnenaktivität (1957 - 1958) zu beobachten (Babcock,1959).

Diese neue polarimetrische Meßtechnik und die Weiterentwicklung der Haleschen Methode sowie die Verwendung von größeren und lichtstärkeren Teleskopen erlaubte es, neben den Magnetfeldern von Sonnenflecken auch die von anderen Aktivitätserscheinungen zu beobachten. Hierbei zeigte sich ein allgemeiner Zusammenhang zwischen den Erscheinungsformen solarer Aktivität und der räumlichen und zeitlichen Struktur der Magnetfelder. So dokumentiert sich zum Beispiel in der Entstehung eines Sonnenflecks als Pore das erste Auftreten von stärkeren Magnetfeldern (ca 600G) an der Sonnenoberfläche; aus der Entwicklung von Pore zu Fleck ersieht man die Verstärkung des Magnetfeldes (bis zu 3000G) und aus dem Fleckenzerfall

dessen Auflösung. Diese enge Beziehung zwischen Magnetfeldern und Aktivitätserscheinungen ist nicht nur auf die Photosphäre beschränkt; so geben zum Beispiel chromosphärische Fackeln -im Licht der Ca^{+}K-Linie betrachtet- die Feldstruktur sehr genau wieder.
Eine theoretische Erklärung für die Entstehung und das Zutagetreten der Magnetfelder gaben Babcock (1961) und daran anschließend Leighton (1964,1969) mit Hilfe von "semiempirischen" Modellen, die sich stark an die Beobachtungen anlehnten. Babcocks Modell postulierte ein allgemeines solares Magnetfeld, dessen Feldlinien dicht unter der Oberfläche vom Nord- zum Südpol verliefen. Auf Grund der hohen Leitfähigkeit des solaren Plasmas sind die Feldlinien praktisch in die Materie eingefroren und werden durch die differentielle Rotation aus ihrer meridionalen Richtung in eine toroidale verdreht. Bei hinreichend hohen toroidalen Feldstärken treten Instabilitäten auf. Der magnetische Druck führt zu einem Auftrieb der Feldlinien (Parker,1955). Diese durchbrechen die photosphärischen Schichten, und es bilden sich bipolare Fleckengruppen.
Neuere Untersuchungen der Bewegungsvorgänge innerhalb der Supergranulation (Leighton et al,1962) und die Berücksichtigung der Neigung der Fleckenverbindungsachse gegenüber dem Äquator (axial tilt), die schon lange aus den Beobachtungen bekannt war, bildeten die Basis für verbesserte Modelle. Leighton zeigte, daß die Neigung der Fleckengruppen zum Aufbau eines meridionalen Feldes führt, das dem Ausgangsfeld gegenüber eine entgegengesetzte Richtung besitzt.(Leighton,1969). Das horizontale Strömungssystem der Supergranulation transportiert zusammen mit der differentiellen Rotation die östlichen (f-) Magnetfeldteile der Fleckengruppen zu den jeweiligen Polkappen (Leighton,1964). Zusammen bewirken beide Effekte eine Aufhebung und Umpolung des allgemeinen Feldes in der Polgegend.
Steenbeck et al (1969) entwickelten ein anderes Zyklusmodell. Im Geschwindigkeitsfeld der turbulenten Konvektion unterhalb der Photosphäre verdreht ein zyklonisch

aufsteigendes Turbulenzelement eine eingefrorene Feldlinie so, daß eine Feldschleife entsteht. Diese ist mit einem Strom verknüpft, der parallel zur ursprünglichen Feldrichtung fließt. Somit wird es möglich, aus einem toroidalen wieder ein meridionales Feld zu erzeugen. Neben die Induktion durch die (geordnete) Rotation tritt also die Induktion durch die (ungeordnete) Turbulenz, die dieses Modell von dem Auftreten von Sonnenflecken unabhängig macht. In Analogie zu Leighton, der durch die Berücksichtigung der Bewegungen innerhalb der Supergranulation die Diffusionszeitskala des Magnetfeldes mit Materieströmungen in Zusammenhang brachte, ergibt diese Theorie außerdem eine nur von der Turbulenzgeschwindigkeit und der Lebensdauer der Turbulenzelemente abhängige Diffusionskonstante; hierdurch wird die Lebensdauer von Flecken direkt vergleichbar mit der Lebensdauer ihrer Magnetfelder.

Den Zyklustheorien gelingt es somit, im Prinzip das periodische Auftreten von Magnetfeldern und Sonnenflecken zu erklären. Die Fleckenbildung und die Entwicklung von Magnetfeldern wird von ihnen nicht betrachtet.Die Beobachtungen, die sich auf das Anfangsstadium der Magnetfeld- und Fleckenentwicklung konzentrieren, weisen darauf hin, daß eine enge Beziehung zwischen der Fleckentstehung und der Wechselwirkung des aufsteigenden Magnetfeldes mit der Turbulenz besteht. So scheinen sich sowohl die großräumige Struktur der Granulation (Vassilyeva,1968) als auch die charakteristischen Parameter (Größe, Lebensdauer u.a.) der einzelnen Granulationselemente (Schröter,1962; Roßbach,1969) in der Nachbarschaft von Magnetfeldern zu verändern. Nach den derzeitigen Vorstellungen der Vorgänge führt das Auftreten von stärkeren Feldern in der Photosphäre zur Unterdrückung der Konvektion und zur Ausbildung von Poren (siehe z.B., Bray et al,1964). - Direkte Zusammenhänge bestehen auch zwischen der Supergranulation und dem Magnetfeld. In dem zellenartigen Stromnetzwerk der Supergranulation werden mit der Materie auch Magnetfelder aus subphotosphärischen

Schichten an die Oberfläche gebracht und dort horizontal von der Zellenmitte nach außen transportiert. An den Rändern der Supergranulen wird das Magnetfeld gesammelt (Simon et al,1963) und bildet auf der ganzen Sonne ein Netzwerk (s.z.B. Leighton et al,1962), an dessen Eckpunkten sich die Flecken entwickeln (Bumba et al,1965).

Der Entstehungsmechanismus selbst ist noch weitgehend unbekannt. Erste Beobachtungsansätze von Bumba et al (1965), Bappu et al (1968) und Wiehr (1970b) liefern folgendes Bild: Schon Tage vor der eigentlichen Fleckentwicklung treten magnetische Hügel in der Nähe von älteren Feldern an den Supergranulationsrändern auf. Die Feldkonfiguration ist sehr komplex und verändert sich durch die Wanderung der magnetischen Zentren entlang des Netzwerks. Durch die Verstärkung dieser Zentren kommt es schließlich zur Ausbildung mehrerer Poren, von denen in der Regel zwei mit entgegengesetzter Polarität weiter wachsen. In den ersten Tagen der Entwicklung steigen die Feldstärken der Zentralfelder an, und während diese Feldteile expandieren, kontrahieren die Außenbezirke des Gesamtfelds. - Beobachtungen des Geschwindigkeitsfelds in sich entwickelnden Gruppen liegen nur von Bumba (1967) vor: Anstelle des normalen Geschwindigkeitsfeldes, das durch horizontal ausströmende Materie gekennzeichnet ist (Evershed-Effekt), beobachtet er in jungen Poren horizontale Materieeinströmung.

Da die leider erst nach der Porenbildung einsetzenden Beobachtungen von Wiehr (1970b) bislang die einzigen waren, die auf Grund sehr guter räumlicher und zeitlicher Auflösung die Diskussion von Details und Feinstrukturen ermöglichten, soll die hier vorgelegte Arbeit in Methodik und Thematik direkt an die Messungen von Wiehr anschließen. Eine Erweiterung soll vor allem durch die Erfassung des gesamten Entwicklungsablaufs und durch die zusätzlichen Informationen über photosphärisches Geschwindigkeitsfeld und chromosphärische Ca^{+}-Struktur erreicht werden.

Die Aufgabe bestand somit in einer möglichst hoch aufgelösten - räumlich und zeitlich - Beobachtungsfolge des Vorfleckstadiums und der Fleckentstehung und -entwicklung. Das primäre Ziel der Beobachtungen war dabei in der Klärung des Entstehungsmechanismus zu sehen sowie in der detaillierten Beschreibung der sich während einer Entwicklung ändernden charakteristischen Feldparameter; zu diesen waren auch die Geschwindigkeitskomponenten des Aktivitätsgebiets zu zählen. Darüberhinaus sollte versucht werden, die jüngsten chromosphärischen Beobachtungen aufsteigender Flußröhren in das sich ergebende Bild zu integrieren. Die an sogenannten "nicht-aktiven" Gebieten (photosphärische Gebiete mit stärkeren Magnetfeldern (500G), in denen es jedoch zu keiner Fleckenausbildung kam) vorgenommenen Untersuchungen sollten über eine vergleichende Betrachtung eventuell die für eine Aktivität wesentlichen Voraussetzungen zu erkennen geben.
In dem zweiten Kapitel wird der Aufbau und der Anwendungsbereich eines Magnetographen des Babcock-Typs, mit dem die Messungen durchgeführt wurden, diskutiert. Die spezielle Beobachtungsanordnung, ihre Fehlerquellen und deren Berücksichtigung sowie das gewonnene Beobachtungsmaterial wird in dem daran anschließenden Kapitel vorgestellt. Eine zusammenfassende Übersicht über die vorliegenden Beobachtungsergebnisse anderer Autoren leitet zu der Darstellung der Resultate dieser Arbeit über. Die Ergebnisse, die sich hauptsächlich in Magnetogramme und Dopplergramme verschiedener Fackelgebiete aufteilen, werden getrennt nach nicht-aktiven und aktiven Gebieten in dem fünften Kapitel tabellarisch wiedergegeben. Das Schlußkapitel enthält die Diskussion der gewonnenen Ergebnisse; dabei wird versucht, aus der Gesamtzahl der untersuchten Gebiete Gemeinsamkeiten einer Fleckentwicklung zu entnehmen. In einem Anhang finden sich zu den einzelnen Entwicklungssequenzen die entsprechenden Abbildungen sowie einige Detailbeschreibungen besonders interessanter Vorgänge.

2. Solare Magnetfeldmessungen

2.1 Vorbetrachtung

In den Dissertationen von Wiehr (1968) und Wittmann (1973) finden sich eingehende Betrachtungen der hier verwandten Beobachtungstechnik und der Linienentstehung im Magnetfeld, sodaß auf eine breitere Ausführung dieser Probleme verzichtet wird.
In den meisten Fällen beruhen solare Magnetfeldmessungen auf einer Analyse derjenigen Fraunhoferlinien, die in einem Magnetfeld den inversen Zeemaneffekt zeigen. Man erhält die Feldstärke aus der Aufspaltung der Zeemankomponenten ($g_{1,2}$, $M_{1,2}$: Landéfaktoren und magnetische Quantenzahlen von Anfangs- und Endniveau des Übergangs 1→2) nach Wittmann (1973; Formel 1.2)

$$\lambda - \lambda_o = 4.6685 \cdot 10^{-5} \cdot g^* \cdot B \cdot \lambda_o^2 \qquad (2.1)$$

Hierbei ist λ_o die Wellenlänge der unaufgespaltenen Linie, $g^* = M_1 g_1 - M_2 g_2$, B die magnetische Induktion; da die magnetischen Permeabilitäten der Sonnenatmosphäre und des Vakuums übereinstimmen, ist B in Gauss gleich der magnetischen Feldstärke in Oersted.
Aus der Aufspaltung und dem Polarisationszustand der Zeemankomponenten, der gewöhnlich mittels des Stokesvektors $\underline{S} = (I,Q,U,V)$ beschrieben wird, kann man sowohl Feldstärke als auch Feldrichtung ermitteln. Um die innerhalb einer zeemanaufspaltenden Linie gemessenen Stokesparameterprofile in die charakteristischen Feldgrößen Feldstärke, Feldinklination und Feldazimut umzuwandeln, benötigt man eine Theorie der Entstehung von Fraunhoferlinien im Magnetfeld. Eine solche Theorie wurde zuerst von Unno (1956) entwickelt und in der Folgezeit verschiedentlich in wesentlichen Punkten modifiziert (weitere Literatur siehe Wittmann,1973).

Die direkte Messung der Stokesparameter mittels eines Vektormagnetographen (Prinzipien und Übersicht bei Beckers,1968) konnten bisher nicht ohne Schwierigkeiten durchgeführt werden (Beckers,1971a). Da außerdem

der Zeitaufwand für solche Messungen sehr groß ist und die transversale Komponente des Feldvektors nur mit größeren Fehlern bestimmt werden kann (siehe Schröter,1973), erwies sich für die geplanten Messungen ein Longitudinal-Magnetograph als geeigneter.

2.2 Der Babcock-Magnetograph

Man analysiert zur Magnetfeldbestimmung im Normalfall eine Fraunhoferlinie, deren Zeemankomponenten ein Triplett-System bilden. Beim Übergang von einem longitudinalen zu einem transversalen Feld wird das entgegengesetzt zirkular polarisierte Licht der beiden σ-Komponenten zunehmend elliptischer, und die linear polarisierte π-Komponente verstärkt sich. Ein Longitudinal-Magnetograph mißt nur den zirkularen Anteil des polarisierten Lichts, sodaß mit ihm nur die longitudinale Komponente des Feldvektors bestimmt werden kann.
Der von Babcock (1953) und Kiepenheuer (1953) entwickelte Prototyp moduliert das zirkular polarisierte Licht mittels einer geeigneten Polarisationsoptik und analysiert es hinter dem Spektrographenausgang mit einer frequenz- und phasenempfindlichen Anordnung (siehe 3.1). Bei optimalen instrumentellen Bedingungen (s.3.2) ist die Nachweisgrenze für die Feldstärkenmessung allein durch das Photonenrauschen (Schrott-Rauschen, s.3.2.2) gegeben, das bei einem 5"x5" großen Abtastfleck, einer Zeitkonstante von 1 Sekunde und einer Austrittsspaltbreite von 240 mÅ etwa $2 \cdot 10^{-4}$ der Gesamtintensität beträgt (nach Wiehr,1968). Da longitudinalen Feldern von 10G ein Polarisationsgrad von $3.5 \cdot 10^{-3}$ entspricht (gerechnet von Wittmann für: Linie 6302.5 Å, Austrittsspalt 25-140 mÅ), liegt die Nachweisgrenze im Prinzip unter einem Gauss.
Ein photoelektrischer Magnetograph des Babcock-Typs ist also ein photoelektrisches Polarimeter, das die Intensität und den Drehsinn des zirkular polarisierten Lichts in den σ-Komponenten einer zeemanempfindlichen

Linie mißt. Integriert man die Intensität des zirkular polarisierten Lichts, die als Funktion der Wellenlänge im Stokesparameter V dargestellt ist ($V = I_{zirk}(links) - I_{zirk}(rechts) = V^+ - V^-$), über die Breite der Austrittsspalte $\Delta\lambda$ und die effektive Meßfläche A, so erhält man das magnetische Signal S

$$S = k \cdot \int_{A\Delta\lambda} \int V(\lambda,x,y) d\lambda da \qquad (2.2).$$

Hierin ist k eine instrumentelle Konstante. Gemäß der Definition von V wird die Differenz der Intensitäten des zirkular polarisierten Lichts der beiden σ-Komponenten gemessen.
Um den Einfluß von Intensitätsschwankungen (Randverdunklung, Kontinuumsverdunklung durch Poren oder Flecken ua) auf S zu eliminieren, registriert man ein intensitätskompensiertes Signal S'

$$S' = \frac{k \cdot \int_{A\Delta\lambda} \int V(\lambda,x,y) d\lambda da}{k' \int_{A\Delta\lambda} \int I(\lambda,x,y) d\lambda da} \qquad (2.3)$$

Hierin ist I die wellenlängen- und ortsabhängige Intensität.
Um S' in Beträgen des Feldes zu interpretieren, benötigt man eine Theorie für die Beziehung zwischen B und V.
In dem Spezialfall kleiner Magnetfelder (Zeemanaufspaltung klein gegenüber der Linienbreite) kann ein entsprechender Zusammenhang schon aus den Seares Formeln (Seares,1913) hergeleitet werden:

$$V = \Delta\lambda_B \cdot \cos\gamma \cdot \frac{dI}{d\lambda} \qquad (2.4)$$

Hierbei ist $\Delta\lambda_B$ die Aufspaltung der äußersten Komponenten ($4.64 \cdot 10^{-2}$ mÅ/G für 6302.5), γ der Winkel zwischen Magnetfeldrichtung und Sichtlinie zum Beobachter, dI/dλ die Ableitung des Linienprofils. Als eine weitere Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel geht die

Tiefenunabhängigkeit des Magnetfelds ein.
Unter den Annahmen, daß die Feldstärke, das Linienprofil und die Kontinuumsintensität über die Fläche des Abtastflecks konstant sind, kann man die Integration über da ausführen und erhält

$$S' = k'' \cdot B \cdot \cos\gamma \cdot \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{dI}{d\lambda}\, d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} I\, d\lambda} \qquad (2.5)$$

Um die Beobachtungen zu kalibrieren, erzeugt man sich mittels einer Polarisationsfolie vollständig zirkular polarisiertes Licht und verschiebt das normale Linienprofil mit Hilfe der Sonnenrotation um einen kleinen Wellenlängenbetrag, der gemäß Formel (2.1) einer bekannten Feldstärke äquivalent ist. Für solche kleine Wellenlängenverschiebung gilt:

$$S'_{cal} = k'' \cdot (B \cdot \cos\gamma)_{cal} \cdot \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{dI}{d\lambda}\, d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} I\, d\lambda} \qquad (2.6)$$

Hieraus folgt das longitudinale Magnetfeld zu

$$B \cdot \cos\gamma = (B \cdot \cos\gamma)_{cal} \cdot S'/S'_{cal} \qquad (2.7)$$

In diese Ableitung gehen folgende Voraussetzungen ein:
1) Zeemanaufspaltung klein gegenüber der Linienbreite;
2) B=const über die Höhe des Linienentstehungsgebiets;
3) $B \cdot \cos\gamma$, $dI/d\lambda$, I konstant über die Fläche des Abtastflecks. Es wird außerdem vorausgesetzt, daß sich das gemittelte Linienprofil, mit dem die Eichung in der Photosphäre durchgeführt wird, in den Meßgebieten nicht ändert. In Gebieten mit stärkeren Magnetfeldern wie Flecken oder Fackeln bestehen verglichen mit der ungestörten Photosphäre unterschiedliche physikalische Bedingungen (z.B. andere Druck- und Temperaturschichtungen). Diese können entweder zu Profiländerungen der Linie selbst oder zur Ausbildung neuer Linien (Blends) im Bereich der Austrittsspalte führen. Aus diesem Grund sind richtige Meßergeb-

nisse nur unter den zwei zusätzlichen Voraussetzungen
4) dI/dλ konstant in allen Gebieten der Photosphäre,
5) die Meßlinie ist im Bereich der Austrittsspalte blendfrei zu erwarten.
Die Unterschiede zwischen dem gemittelten Eichprofil und dem wahren V-Profil, die sich auf Grund der magneto-optischen Effekte ergeben, werden in 3.2.5 behandelt.

2.3 Diskussion der Meßvoraussetzungen

2.3.1 Zeemanaufspaltung klein gegenüber der Linienbreite

Da die Genauigkeit der Magnetfeldmessungen mit der Größe der Aufspaltung pro Feldstärkeneinheit steigt, steht diese Voraussetzung im Widerspruch zu dem Wunsch, Übergänge mit großen Landé-Faktoren zu benutzen. Bei den hier vorgelegten Beobachtungen wurde der Kompromiß eingegangen, eine Linie auszuwählen (FeI 6302.5 Å), deren Aufspaltung für Feldstärkenwerte bis zu 1000 G noch unter ihrer halben Halbwertsbreite lag ($\Delta\lambda_B$(B=1000G)= 46.4 mÅ gegenüber 50 mÅ). Da das Schwergewicht der Messungen auf der Bestimmung mittlerer Felder lag (um 500G), wird diese Voraussetzung erfüllt.

2.3.2 B konstant über die Höhe des Linienentstehungsgebiets

Der Höhengradient des Magnetfeldes wurde für Fleckenfelder von verschiedenen Autoren aus dem Vergleich in unterschiedlicher Höhe entstehender Linien bestimmt (Überblick bei Schröter,1971). Wenn auch die Messungen und vor allem ihre Interpretation durch Unsicherheiten wie Kalibrationsfehler, Sättigungseffekte und Frage der Entstehungshöhen noch recht ungewiß sind, so läßt sich aus ihnen doch auf einen mittleren Feldgradienten schließen, der von 1G/km in der Umbra bis zu 0.1G/km in der Penumbra reicht. Bei einer effektiven photosphärischen Entstehungsschicht von ca 200km für die Linie 6302.5 Å (nach Wittmann,1973) ist diese Voraussetzung einigermaßen gut erfüllt.
Durch das Filamentmodell (Stenflo,1971), das die Konzen-

tration photosphärischer Magnetfelder (Feldstärke 500G) in sehr kleinen Filamenten ($\phi < 1"$) postuliert, ist die Gültigkeit dieser Voraussetzung allerdings wieder fraglich geworden. Wegen des niedrigeren chromosphärischen Gasdrucks werden die Feldlinien pilzartig auseinander gehen, und der Höhengradient des Feldes wird bis zu 20 G/km ansteigen. - Die dem Filamentmodell zu Grunde liegenden Beobachtungen (vor allem Howard et al,1972; Frazier et al,1972) werden in 6.7 diskutiert. Es zeigt sich, daß die Ergebnisse der Messungen auch ohne die Annahme des Filamentmodells erklärt werden können. Daher wird in dieser Arbeit von einem maximalen vertikalen Feldgradienten von 1 G/km ausgegangen.

2.3.3 $B \cdot \cos\gamma$, $dI/d\lambda$, I konstant über die Fläche des Abtastflecks

Das Filamentmodell wird auch von dieser Betrachtung ausgeschlossen. Den folgenden Überlegungen liegt die Annahme zu Grunde, daß in einem monopolaren Fackel- oder Fleckenfeld der radiale Feldgradient eine Funktion der Feldstärke ist. Große Gradienten treten erst bei größeren Feldstärken auf. Durch die atmosphärischen Störungen werden die Gradienten noch abgeflacht.

$B \cdot \cos\gamma$: Um über der Fläche des Abtastflecks einen möglichst kleinen Gradienten zu haben, geht man in der Regel zu kleinen Meßlöchern über. Die Mittelung über den Gradienten, die jede Messung mit endlicher Auflösung beinhaltet,wird dadurch kleiner. Außerdem ist es bei einem kleinen Abtastfleck und entsprechend kleinerem Zeilenabstand wahrscheinlicher, daß ein magnetisches Zentrum direkt in der Öffnung liegt. Man erhält die zentrale Feldstärke in einem solchen Fall relativ ungeschwächt. Magnetographische Untersuchungen der ruhigen Sonne, die Stenflo (1966) mit verschieden großen Eintrittsöffnungen durchführte, zeigen diesen Effekt; die gemessene Feldstärke wächst mit kleiner werdender Öffnung (s.3.2.4).

Gemessene zentrale Feldstärken, die in größeren Gebieten einer Polarität auftreten, können wohl als re-

lativ unverschmiert angenommen werden. Die Feldverläufe mit hohen Gradienten, wie sie vor allem zwischen eng benachbarten Gebieten entgegengesetzter Polarität auftreten (bis zu 400 G/"), sollten hingegen nicht überinterpretiert werden. Die Erfahrung zeigt, daß bei wirklich komplexen Feldstrukturen mit ungewöhnlich hohen Gradienten der Magnetograph nicht mehr im Stande ist, die einzelnen Felder aufzulösen. Er zeigt ein "rauschähnliches" Signal, dessen Bandbreite etwa zehnfach höher ist als das eigentliche Rauschsignal. Zusammenfassend könnte man sagen, daß eine Eintrittsöffnung wünschenswert ist, innerhalb der der maximale Feldgradient gerade den Betrag der aufzulösenden Feldstärke überdeckt. Bei Feldern mit einem normalen Gradienten von 20G/"-50G/" und einem geforderten Abstand der Isogaußniveaus von 70G sollte die Eintrittsöffnung also etwa 2" groß sein. Um der Annahme gerecht zu werden, daß große Feldgradienten meist nur bei größeren Feldstärken (200G) auftreten, wurde der Abstand für die höheren Isogaußniveaus auf 140G erweitert.

dI/dλ: Hohe Feldgradienten führen natürlich zu Linienprofiländerungen innerhalb des vom Eintrittsloch überdeckten solaren Gebiets; daher trifft das eben Gesagte auch für diesen Abschnitt zu. Darüberhinaus werden Linienprofiländerungen aber auch durch unaufgelöste Dopplergeschwindigkeiten hervorgerufen. In diesem Fall wird nicht nur diese Voraussetzung verletzt (allerdings nur in einem geringen Maß), sondern die Linie wird zudem asymmetrisch und kann daher nicht mehr genau vom Dopplerkompensator zentriert werden. Daraus resultieren falsche Feldstärkenmessungen. Auch dieser Effekt hängt stark von der Größe des Eintrittslochs ab. Je besser man die Geschwindigkeiten auflöst, d.h. die strömenden Elemente einzeln erfaßt (und daneben kaum Überlagerungen von Linienprofilen ruhiger Gebiete hat), desto symmetrischer bleibt die Linie, und desto besser kann der Dopplerkompensator die Linie zentrieren. Der bei geringer Auflösung auftretende Fehler kann bei Geschwindigkeiten von 300m/sec 10% der gemessenen Feldstärke betragen (Stenflo,1966).

I : Da die Intensitätsschwankungen kleinster Gebiete (kleiner als 1") durch die verschiedenen atmosphärischen Störeffekte zu einem Mittelwert über eine größere Fläche verschmiert werden, kann diese Voraussetzung als weitgehend erfüllt angesehen werden.

2.3.4 dI/dλ konstant in allen photosphärischen Gebieten

Diese Voraussetzung ist lange Zeit unberücksichtigt geblieben. Wiehr (1970) wies auf die Unbrauchbarkeit der häufig für Magnetfeldmessungen benutzten FeI-Linie 5250 Å hin, da sie auf Grund ihres niedrigen Anregungspotentials z.B. in Flecken ein gänzlich anderes Profil als in der ungestörten Photosphäre zeigt. Diese Temperaturempfindlichkeit führt nicht nur in Flecken sondern auch in photosphärischen Gebieten mit mittleren Magnetfeldern und einem Temperaturanstieg von 250° gegenüber der Photosphäre zu Profiländerungen, die ein dreimal zu kleines Magnetfeld simulieren (Harvey et al,1969); dabei wurde das "wahre" longitudinale Feld mit Hilfe der temperaturunempfindlichen FeI-Linie 5233 Å bestimmt. Wittmann (1971) rechnete für verschiedene zeemanempfindliche Linien das Verhältnis ihrer Äquivalentbreite im Fleck (W_u), Penumbra und Photosphäre (W_{ph}) für einen Fleck mit der Feldstärke von 2000G und einer Inklination der Feldlinien von 60°. Die Ergebnisse bestätigen die Unbrauchbarkeit der Linie 5250Å (W_u/W_{ph}=3.4) und die bessere Verwenbarkeit der FeI-Linien 6302.5Å, 6336.8Å (W_u/W_{ph}=1.1). Die Linie FeI 5233Å wurde auf Grund ihrer komplizierten und kleinen Aufspaltung nicht gerechnet. Ähnliche Rechnungen an Hand des Fackelmodells von Stellmacher et al (1971a) ergaben für die Linie 6302.5Å ein Verhältnis der Äquivalentbreiten von Fackel zu Photosphäre von 0.96 (für 5250Å nach Messungen von Harvey et al(1969) 0.47). Somit erfüllt die FeI-Linie 6302.5Å diese Voraussetzung recht gut.

2.3.5 Keine Blends in dem Bereich der Austrittsspalte

Temperaturänderungen im Meßgebiet können das Auftreten neuer Linien (Blends) im Bereich der Meßlinie bewirken. Die Äquivalentbreiten dieser Blends sind gewöhnlich klein gegenüber der Äquivalentbreite der geblendeten Linie und deshalb im normalen Spektrum kaum zu erkennen, vor allem wenn sie dicht am Linienzentrum der Hauptlinie liegen. Mit Hilfe einer geeigneten Polarisationsoptik gelang es Wittmann (1972), zahlreiche Blends in der Nähe zeemanempfindlicher Linien nachzuweisen. Einen Auszug aus seiner Aufstellung enthält Tabelle 1. Durch geeignet gewählte Meßspalte (innere-äußere Spaltbacke: 40-100 mÅ vom Linienzentrum) lagen die Blends außerhalb der zur Messung verwandten Linienteile.

λ_o (Å)	W(mÅ)	$I(\lambda_o)$	Identifikation
6302.047	15.9	0.786	6302.068 CaH (B-System)
6302.157	1.5	0.970	- -
6302.253	2.7	0.945	- -
6302.310	5.4	0.905	- -
6302.499	79.7	0.310	6302.499 FeI
(6302.669)	(5.3)	(0.896)	- -
6302.764	-	-	6302.764 O_2(2,0)
6302.910	19.0	0.832	- -
6303.079	7.5	0.903	- -

Tabelle 1 : Blends in der Nähe von FeI 6302.499 Å
Wittmann (1972)

Die fünf Voraussetzungen scheinen am besten von der FeI-Linie 6302.5 erfüllt zu werden. Um der ersten Forderung zu genügen, wurde das Schwergewicht der Messungen auf die ersten Fleckentwicklungsstadien gelegt. Die hierbei auftretenden Feldstärken um 1000G führen zu Aufspaltungen von 46.4 mÅ, die noch unter der halben Halbwertsbreite der benutzten Linie (50 mÅ) liegen. In die zweite und dritte Voraussetzung geht die Linie nicht direkt ein; die vierte und fünfte Voraussetzung werden von der Linie 6302.5 recht gut erfüllt. Sie ist relativ temperaturun-

empfindlich, und die Korrekturen wegen der Linienprofiländerungen in Flecken bzw Fackeln liegen bei 5%. Die Blends liegen außerhalb der verwandten Meßspalte.

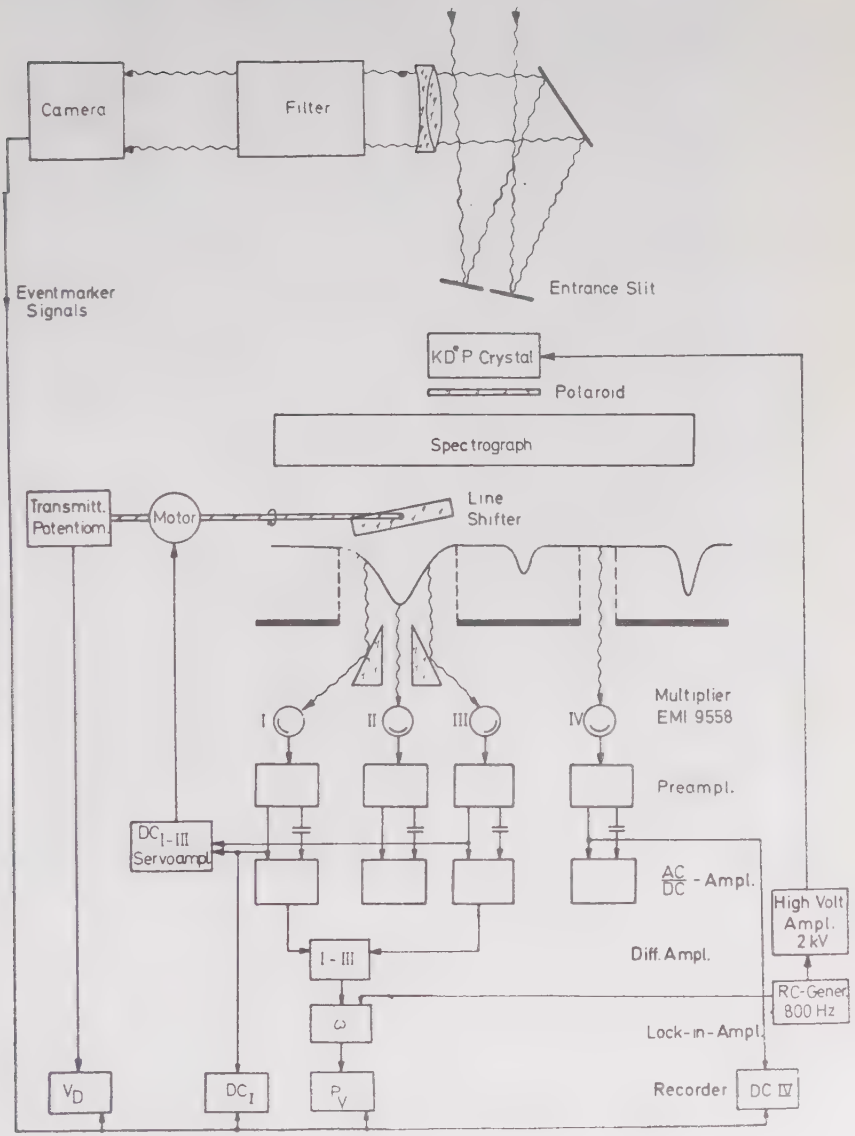
3. Gewinnung von Magnetogrammen

3.1 Das Instrumentarium

Die Beobachtungen wurden in Orselina am Institut für Sonnenforschung (Deutsche Forschungsgemeinschaft) durchgeführt. Eine zusammenfassende Übersicht des Instrumentariums ist bei Brückner et al (1967) zu finden; speziellere Angaben zur Entwicklung und zum Ausbau des Magnetographen enthält die Dissertation von Wiehr (1968). Die für diese Arbeit wichtigsten Ergänzungen und die eigentliche Meßapparatur, mit der die Magnetogramme gewonnen wurden, sind im Folgenden beschrieben.
Das zu beobachtende Sonnengebiet wird am Eintrittsspalt vom Gregory-Coudé-Teleskop im Maßstab 8"/mm abgebildet, wobei der Durchmesser des abgebildeten Teilgebiets ca 200" groß ist. Das Teleskop wurde ab Beginn der zweiten Beobachtungsperiode (s.3.3) evakuiert mit einem Innendruck von ca 1 Torr betrieben, um die Effekte und Bildverschlechterungen, die durch eine interne Schlierenbildung entstehen, auszuschalten. Der Erfolg zeigte sich in einer zeitweiligen Verbesserung der Bildqualität (s.z.B. Anhang Abb.3), die jedoch stets nur von kürzerer Dauer war. Die Größe der noch aufzulösenden solaren Strukturen lag nur in seltenen Fällen unter 2". Im September 1972 gelang durch den Austausch der beiden Planspiegel eine viel einschneidendere Verbesserung - die sich allerdings ohne Vakuum sicher nicht so deutlich gezeigt hätte; Granulationsdetails waren über längere Zeiträume gut zu beobachten. Die Beobachtungsserie, die das Material für diese Arbeit liefert, war zu diesem Zeitpunkt jedoch schon abgeschlossen.
Abb.3.1 zeigt das Blockschaltbild des Magnetographen, dessen Polarisationsoptik sich direkt hinter dem lochförmigen Eintrittsspalt des Spektrographen befindet.

Dieses Loch, durch das nur ein Bruchteil des auffallenden Lichts gelangt, befindet sich in der Mitte eines Spiegels, der gegen andere mit jeweils unterschiedlichen Lochdurchmessern (0.7"/2"/4"/8") ausgetauscht werden kann. Die Polarisationsoptik besteht aus einem elektrooptischen Lichtmodulator - einem Kaliumdideuteriumphosphatkristall (KD^xP) -, der bei Durchstrahlung parallel zu seiner optischen Achse wie eine λ/x-Platte wirkt. x ist von der Stärke des elektrischen Feldes abhängig, das an die transparenten Elektroden des Kristalls angelegt wird. Den zweiten Teil der Polarisationsoptik bildet ein Linearpolarisator, der sich direkt hinter dem Kristall befindet und dessen Schwingungsrichtung genau zwischen den Retardationsachsen des Kristalls liegt.
Um eine maximale Quantenausbeute zu erhalten, stimmen Polarisationsrichtung und die Richtung, in der das Gitter am wenigsten polarisiert (entlang der Gitterstriche), überein. Das Gitter besitzt 300 Striche/mm und hat in der 10.Ordnung ein theoretisches Auflösungsvermögen von 750000.
Um das Streulicht im Spektrographen herabzusetzen und um eine Überlappung der Ordnungen zu verhindern, wird ein Vorfilter mit einer Bandbreite von ca 150 Å benutzt. In den beiden ersten Beobachtungsperioden wurde hierzu ein Schottinterferenzfilter verwandt, in der dritten Periode ein Filter der Firma Anders, das bei 6300 Å eine etwa 1.5-fach höhere Transmission besaß. Direkt hinter dem Vorfilter besteht die Möglichkeit, eine Glasplatte in den Lichtstrahl zu kippen. Durch Reflektion wird das noch unzerlegte Licht (ein Quasikontinuum) des beobachteten Spektralbereichs auf einen Photomultiplier gelenkt und registriert.
Vom Gitter fällt das Licht durch den Dopplerkompensator und durch die Austrittsspalte auf die Photomultiplier (EMI 9558). Der Dopplerkompensator besteht aus einer 1cm dicken planparallelen Glasplatte, die durch einen Servomechanismus derart gekippt wird, daß die Differenz

Abbildung 3.1 : Blockschaltbild des Magnetographen



der Intensitäten in den beiden - bezüglich der Linienmitte symmetrisch angeordneten - gleichgroßen Austrittsspalten stets verschwindet. Die Stellung der Glasplatte wird über ein Potentiometer auf ein Anzeigeinstrument und einen Schreiber gebracht; dadurch ist die Möglichkeit gegeben, lokale Dopplergeschwindigkeiten zu registrieren.

Die innere Begrenzung der beiden Austrittsspalte wird durch zwei parallele 22.5°-Prismen gebildet, deren Abstand wie bei zwei Spaltbacken variiert werden kann. Bei richtiger Zentrierung fällt in den durch sie gebildeten Mittelspalt die Linienmitte auf einen Photomultiplier, während die beiden Linienflanken um 45° abgelenkt auf zwei weitere Photomultiplier gelangen. Die äußeren Spaltbacken können symmetrisch bezüglich der Prismenmitte geöffnet bzw geschlossen werden. Während aller Messungen wurde die gleiche Spaltanordnung verwendet; dabei war die Spaltbreite des Mittelspalts 40mÅ, die der beiden Außenspalte je 100 mÅ.

Impedanzwandler, die den Innenwiderstand der Photomultiplier erhöhen, wandeln die durch Lichtquanten ausgelösten Ströme über einen Arbeitswiderstand in Spannungen um. Außerdem koppeln sie die dem zirkularen Polarisationsgrad proportionalen Wechselstromanteile von den Signalen der Zellen 1 und 3 ab. Diese Wechselstromanteile gelangen über einen Differenzenverstärker, in dem sie voneinander subtrahiert (und dann verstärkt) werden (können), in ein frequenz- und phasenempfindliches Filter (Lock-In-Verstärker). Dieses Filter läßt nur die Frequenzen und Phasen durch, die genau mit denen der Steuerspannung am KD^xP-Kristall übereinstimmen. Dazu wird ein Teil der Modulationsspannung, die über einen Leistungsverstärker und einen Transformator den KD^xP-Kristall steuert, dem Lock-In-Verstärker zugeführt.

In der dritten Beobachtungsperiode befand sich zwischen Differenzenverstärker und Lock-In noch ein zusätzliches elektronisches Schmalbandfilter, das mit einer Bandbreite von 80Hz auf die Modulationsfrequenz (800 Hz)

abgestimmt war. Neben der Verstärkung des durchgelassenen Signals sollte dieser vorselektierende Verstärker zum einen die bessere Trennung zwischen den verschiedenen harmonischen Schwingungen ermöglichen, zum anderen das (weiße) Rauschspektrum schon vor dem Lock-In-Verstärker auf einen schmalen Frequenzbereich beschränken. Die Geschwindigkeits-, Intensitäts- und Polarisationssignale werden mit Servoschreibern aufgezeichnet.
Die solaren Gebiete der Umgebung des Spektrographen-Eintrittslochs können durch ein Ca^+K-Filter (λ_o=3933Å, $\Delta\lambda$=1.2,0.6,0.3 mÅ), ein H_α-Filter (λ_o=6563 Å, $\Delta\lambda$=1 Å) oder im "weißen" Licht (4100Å<λ<6300Å) beobachtet werden (s.Abb.3.2). Außerdem kann jedes der drei Bilder entweder auf eine Fernseh- oder eine Kleinbildkamera gelenkt werden (wobei im Weißlicht beides zugleich möglich ist). Nimmt man die Gebiete mit der Kleinbildkamera auf, so wird über die Blitzlichtkontakte ein Signal auf die Schreiber übertragen. Hierdurch ist eine sehr genaue Zuordnung zwischen augenblicklicher Meßstelle

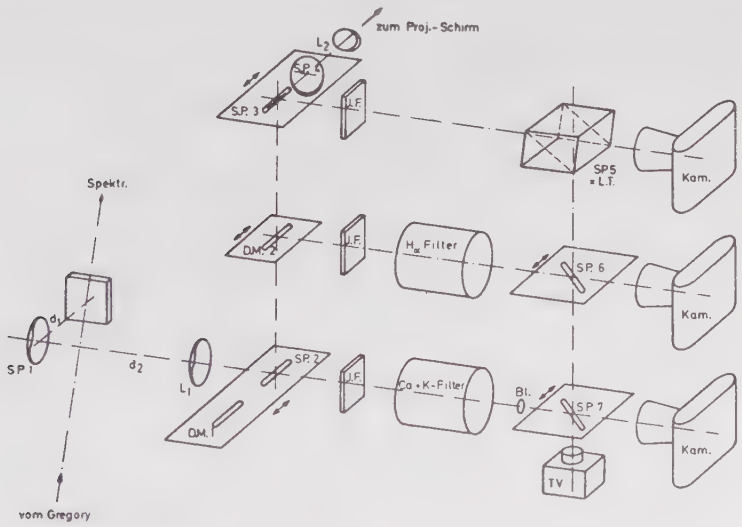


Abbildung 3.2 : Schema der Spaltbildanlage

und Registrierpapier gegeben, und man kann leicht den Scan-Verlauf bezüglich der Details des beobachteten solaren Gebiets rekonstruieren. Die Ca^+-Bilder wurden mit Kodak SO 392- bzw COPEX-ORTO-Filmen (Belichtungszeiten t=0.25-1 sec) oder mit Kodak IIIF (t=1/60 sec) aufgenommen, die H_α-Bilder ebenfalls mit SO 392 (t= 1/60 sec), die Weißlichtbilder mit Kodak-Panatomic X (t=1/500 sec).

Das zeilenförmige Abscannen eines Gebiets geschieht über ein photoelektrisches Führungsfernrohr, das sich in einer vorprogrammierbaren Weise gegenüber dem Gregory-Coudé-Teleskop bewegt (Schröter et al,1968). Die relative Position beider Systeme kann durch zwei Schrittmotoren reproduzierbar mit einer Schrittweite von 0.2" geändert werden. Da das Führungsteleskop automatisch auf den Sonnenrand fixiert wird, führt eine Winkeländerung zwischen beiden Teleskopen zu einer Bewegung des Sonnenbilds relativ zum Eintrittsloch. Mit Hilfe dieses Systems können beliebige Scan-Muster mit frei wählbaren Richtungen und Geschwindigkeiten gefahren werden. Ein Nachteil des Systems lag zunächst in der relativ komplizierten und anfälligen Lochstreifeneingabe des Programms, die zudem spontan erwünschte Änderungen des Scanverlaufs behinderten. Durch den 1972 neu installierten Honeywell-Computer (H 316) wurden Eingabe und Änderung der gewünschten Programme stark erleichtert.

Um auch hier jeweils die Zuordnung zwischen Scanzeilen und Registrierpapier zu haben, kann am Ende jeder Zeile für die Dauer des Übergangs zur nächsten Zeile ein Signal auf das Registrierpapier gegeben werden.

3.2 Instrumentelle Fehlerquellen

Neben den in Kapitel 2 diskutierten Meßbeschränkungen wird die Polarimetrie solarer Gebiete noch durch folgende instrumentellen Effekte erschwert:

1. Instrumentelle Polarisation und Retardation
2. Unvollkommener elektrooptischer Kristall
3. Rauschen der Elektronik und der Quanten
4. Einschränkungen durch Registrierparameter
5. Idealisierte Babcock-Eichung

Von besonderer Bedeutung bei allen Polarisationsmessungen sind die Reflektionen an Spiegeln und Gitter, bei denen die Polarisationseigenschaften des einfallenden Lichts verändert werden können. Spiegel und Gitter wirken zusammen als polarisierendes und retardierendes Element. Für eine möglichst gute Feldstärkenauflösung ist die Güte und der Zustand des elektrooptischen Kristalls ausschlaggebend, der entscheidend das Signal/Rausch-Verhältnis beeinflussen kann. Dieses Verhältnis - und damit die untere Meßgrenze - ist durch das Rauschen der Elektronik und durch das statistische Quantenrauschen bestimmt. Ebenfalls in diesem Zusammenhang spielen verschiedene Registrier-Parameter wie Registriergeschwindigkeit, Zeitkonstante und Größe des Abtastflecks eine wichtige Rolle.
Korrekturen der gemessenen Feldstärke ergeben sich außerdem auf Grund der Drifteichung, bei der bisher die angewandten Hilfsmittel und das gemittelte Linienprofil stark idealisiert angesehen wurden.

3.2.1 Instrumentelle Polarisation und Retardation

3.2.1.1 Übersicht

Trifft unpolarisiertes Licht unter einem von 90° verschiedenen Winkel auf einen Planspiegel, so treten in dem reflektierten Lichtstrahl sowohl linear wie auch zirkular polarisiertes Licht auf (polarisierende Eigenschaft). Ist das auftreffende Licht polarisiert, so ändern sich durch die Reflektion seine Polarisationseigenschaften (retardierende Eigenschaft).
Bei einem Gregory-Coudé-Teleskop findet eine schräge Reflektion nur an dem Umlenk- und dem Coudé-Spiegel statt. Haupt- und Gregory-Spiegel stehen senkrecht im Strahlen-

gang; da es sich nicht um Planspiegel handelt, liefern sie möglicherweise einen kleinen konstanten Beitrag zur Retardation und Polarisation. Alle polarisierenden Elemente, die sich hinter der Polarisationsoptik befinden, haben keinen Einfluß auf die Messungen mehr. So bleiben z.B. alle Polarisationsanteile, die bei einem Magnetographen des Babcock-Typs im Spektrographen erzeugt werden, unmoduliert und verfälschen somit nicht die Wechselstromkomponenten der zu analysierenden Signale.

Der Betrag der instrumentellen linearen und zirkularen Polarisation, der nur von der relativen Lage zwischen Umlenk- und Coudé-Spiegel - und damit nur von der Deklination - abhängt, kann für einen Meßtag als konstant angenommen werden. Je nach Sonnendeklination erhält man zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ (September) und $5 \cdot 10^{-2}$ (Juni) instrumentelle lineare Polarisation, die mit einer geneigten Glasplatte im Strahlengang kompensiert werden kann. Auf Grund der Differenzbildung der Signale fallen diese Anteile bei den Messungen jedoch auch ohne Kompensation heraus.

Die retardierende Wirkung des Teleskops, die ebenfalls auf dem System Umlenk-,Coudé-Spiegel beruht, ist sowohl von der Deklination als auch von der Rektaszension abhängig. Anschaulich kann man sich das Teleskop als λ/x-Platte vorstellen, wobei x eine Funktion der Deklination ist. Die Achsen der λ/x-Platte drehen sich relativ zu einem festen Spektrographensystem wegen der tageszeitlichen Änderungen der Spiegelazimutstellungen. Für Polarisationsmessungen ergeben sich daraus folgende Konsequenzen:

1. Das linearpolarisierte Licht entlang des Linienprofils wird teilweise zirkular polarisiert. Da die Schwingungsrichtung in beiden Meßspalten gleich ist, wird bei der Subtraktion der Signale dieser Anteil wieder eliminiert.
2. Das zirkularpolarisierte Licht der σ-Komponenten wird teilweise in linear polarisiertes Licht mit senkrecht zueinander stehenden Schwingungsrichtungen umgewandelt.

Dieser Anteil wird nicht mit der Grundfrequenz analysiert; die gemessenen Polarisationsgrade werden kleiner.

3. Die Gleichstromsignale der beiden Zellen werden auch bei zentrierter Linie immer dann ungleich sein, wenn die Achsen der teleskopischen λ/x-Platte nicht genau parallel zur Schwingungsrichtung des Polaroids stehen. Folglich wird der Dopplerkompensator die Linie so lange verschieben, bis die Gleichspannungen denselben Wert haben. Diese Fehlzentrierung der Linie ist von der Tageszeit abhängig.

Während der erste Effekt von vornherein nicht in die Messung eingehen sollte, kann man den zweiten durch eine etwas modifizierte Eichprozedur eliminieren (s.3.2.1.2). Der letzte Effekt wird sich weniger auf die kleinen und mittleren Feldstärken auswirken, bei denen wegen des geringen Verhältnisses von polarisiertem zu unpolarisiertem Licht in den Spalten die Mißzentrierung gering ist. Bei großen Feldstärken jedoch, bei denen dieses Verhältnis insbesondere bei getrennten σ-Komponenten groß ist, bewirkt die Mißzentrierung eine merkliche Abnahme der zirkularen Polarisation in beiden Zellen.

Neben der Beeinflussung der Feldstärke werden die gemessenen Geschwindigkeiten je nach Tageszeit in der einen oder anderen Richtung verstärkt bzw abgeschwächt. Wiehr (1971) vermutete sogar auf Grund seiner Messungen (s.u.) Umkehrungen in den Geschwindigkeitsrichtungen. Periodische Richtungsänderungen (T=6h) in Fleckendopplergrammen von Gopasyuk [illegible] (1969) weisen auf einen solchen Effekt hin.

Erste Untersuchungen der retardierenden Wirkung eines Gregory-Coudé-Teleskops wurden von Wiehr (1971) durchgeführt. Messungen mit einer künstlichen Lichtquelle und gekreuzten Polaroiden vor und hinter dem Teleskop führten zu $(I_\perp/I_{,,})_{max}=0.002$ ($\delta=0^o$) bzw $(I_\perp/I_{,,})_{max}=0.01$ ($\delta=23^o$); direkt hintereinanderstehend ergaben sich für die Polaroide $(I_\perp/I_{,,})_{max}=5\cdot10^{-5}$. Wiehr registrierte

außerdem das Profil der Linie 6302.5Å in Flecken zur Zeit großer Deklination. Die Profile zeigten hierbei einen von der Tageszeit und der Polarität der Flecken abhängigen stark asymmetrischen Gang.
Für das Locarno-Teleskop wurde im Laufe des Jahres 1972 eine Vorrichtung entwickelt, die eine Kompensation der instrumentellen Effekte ermöglichen sollte. Entsprechend der retardierenden und polarisierenden Wirkung von Umlenk- und Coudé-Spiegel bestand dieses System aus einem veränderlichen Retardator und einer neigbaren Glasplatte. Wie Jäger (1972) auf Grund theoretischer Überlegungen zeigte, ist eine solche Vorrichtung jedoch allein nicht ausreichend, um die Polarisationseffekte vollkommen zu eliminieren.

3.2.1.2 Theoretische Überlegungen

Jäger et al (1963) haben allgemein die Wirkung von Metallspiegeln auf den Polarisationszustand des reflektierten Lichts unter der Verwendung der Stokesparameter formuliert. Wird in der Einfallsebene eine l-Achse, in der Ebene senkrecht dazu eine r-Achse definiert, so verändert der metallische Planspiegel den Stokesvektor $\underline{I}_o(I_o,Q_o,U_o,V_o)$ des einfallenden Lichts zu $\underline{I}(I,Q,U,V)$. Diese Veränderung kann in der Matrixformulierung geschrieben werden als

$$I = S \cdot I_o \qquad (3.1)$$

mit

$$S = \frac{R}{2}^2 \cdot \begin{pmatrix} 1+X^2 & 1-X^2 & 0 & 0 \\ 1-X^2 & 1+X^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2X\cdot\cos\tau & -2X\cdot\sin\tau \\ 0 & 0 & 2X\cdot\sin\tau & 2X\cdot\cos\tau \end{pmatrix} \qquad (3.2)$$

Hierbei sind $R_{l,r}$ die Reflektionskoeffizienten für die elektrische Schwingung parallel zur l- bzw r-Achse, $X=R_l/R_r$ und τ der Winkel der Phasendifferenz $\varepsilon_r-\varepsilon_l$. Die Parameter X und τ hängen von dem Brechungsindex n, dem Absorptionskoeffizienten k und dem Einfallswinkel θ ab. Sie berechnen sich nach (Schulz et al,1954)

$$X^2 = \frac{(a-\sin\theta\cdot\tan\theta)^2+b^2}{(a+\sin\theta\cdot\tan\theta)^2+b^2} \qquad (3.3)$$

$$\tan\tau = \frac{2b\cdot\sin\theta\cdot\mathrm{tg}\theta}{\sin^2\theta\cdot\mathrm{tg}^2\theta-(a^2+b^2)} \qquad (3.4)$$

wobei $\frac{a^2}{b^2} = 0.5\cdot(\mp n^2\mp k^2\mp\sin^2\theta+\{(n^2-k^2-\sin^2\theta)^2+4n^2k^2\}^{1/2})$

Betrachtet man die Wirkung des gesamten Teleskops auf das einfallende Licht, so transformiert sich der Stokesvektor $\underline{I}_o$ zu $\underline{I}$ über

$$\underline{I} = M\cdot\underline{I}_o = S_c\cdot R(h)\cdot S_u\cdot\underline{I}_o \qquad (3.5)$$

mit

$$R(h) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2h & \sin 2h & 0 \\ 0 & -\sin 2h & \cos 2h & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

S_u bzw S_c sind die Matrizen des Umlenk- bzw des Coudé-Spiegels, h der Winkel zwischen diesen beiden Spiegeln. Die Matrixelemente m_{ik} der resultierenden Gesamtmatrix M erhält man durch Matrizenmultiplikation der einzelnen Matrizen.

Bezeichnen - entsprechend Jäger (1972) - $I^{(1,2)}$, $Q^{(1,2)}$, $V^{(1,2)}$ die über die Meßspalte des Babcock-Magnetographen integrierten Stokesparameter,

$$i^{(1,2)} = J_1 V^{(1,2)} \quad ; \quad i_c^{(1,2)} = 0.5\cdot(I^{(1,2)} + J_o Q^{(1,2)}\sin 2\chi) \qquad (3.6)$$

die in den Zellen gemessenen Wechsel- bzw Gleichstromsignale (χ: Azimutwinkel des magnetischen Vektors bezüglich der schnellen KD*P-Achse; J_n: Besselfunktion n-ten Grades), und ist die symmetrische Meßlinie genau zentriert, d.h.

$$I^1 = I^2 = I \ , \ Q^1 = Q^2 = Q \ , \ V^1 = -V^2 = V \ ,$$

(die Definition von V ist hier eine andere als in Kap.2) so können die zur Analyse herangezogenen Differenzsignale Δ_ω und Δ_c geschrieben werden als:

$$\Delta_\omega = (i^{(1)}-i^{(2)})/i_c^{(3)} = 2J_1 r_V$$
$$\Delta_c = (i_c^{(1)}-i_c^{(2)})/i_c^{(3)} = r_I^{(1)}-r_I^{(2)}+(r_Q^{(1)}-r_Q^{(2)})\cdot J_o\sin 2\chi = 0 \qquad (3.7)$$

Hierbei wurde von Intensitäten zu Linieneinsenkungen übergegangen; $i_c^{(3)}$ bezeichnet die in der dritten Zelle gemessene Kontinuumsintensität. Δ_c wird zur Linienzentrier-

ung verwendet; $\Delta_c=0$ ist nur dann erfüllt, wenn $r_I^{(1)}=r_I^{(2)}$, $r_Q^{(1)}=r_Q^{(2)}$:

Um die durch instrumentelle Polarisation und Retardation gestörten Signale zu erhalten, setzt man an Stelle von $\underline{I}_o$ den aus Gleichung (3.5) ermittelten Stokesvektor $\underline{I}$ in (3.7) ein und errechnet Δ_ω und Δ_c. Man erhält:

$$\Delta_\omega = 2J_1\cdot(1+J_o m_{31})^{-1}\cdot\{(r_v^{(1)}-r_v^{(2)})m_{44}-\underline{(r_I^{(1)}-r_I^{(2)})m_{41}-}$$
$$\underline{-(r_Q^{(1)}-r_Q^{(2)})\cdot(m_{42}\cos 2\chi+m_{43}\sin 2\chi)\}}$$

$$\Delta_c = (1+J_o m_{31})^{-1}\cdot\{(r_v^{(1)}-r_v^{(2)})\cdot(m_{14}+J_o m_{34})-\underline{(r_I^{(1)}-r_I^{(2)})\cdot} \qquad (3.8)$$
$$\underline{\cdot(1+J_o m_{31})-(r_Q^{(1)}-r_Q^{(2)})\cdot\{(m_{12}+J_o m_{32})\cos 2\chi+}$$
$$\underline{+\ (m_{13}+J_o m_{33})\sin 2\chi)\}}$$

Aus diesen Ausdrücken lassen sich die zu Beginn des Kapitels beschriebenen Effekte teilweise herauslesen. Insbesondere sieht man, daß die Linie nicht mehr durch den Dopplerkompensator zentriert werden kann, so daß die in Δ_ω unterstrichenen Ausdrücke voll wirksam werden. Eine Kompensationsvorrichtung mit den Eigenschaften

$$m'_{14}+J_o m'_{34} = 0 \ , \ m'_{31} = 0 \qquad (3.9)$$

würde eine Fehlzentrierung verhindern. Man kann berechnen (Jäger,1972), daß gerade eine Kombination von geneigter Glasplatte (Matrix P) und Retardator (Matrix K) diese Forderung erfüllt. Die in Locarno durchgeführte Kompensation führt also zur Zentrierung der Linie und damit zur richtigen Geschwindigkeitsmessung. Wegen

$$\Delta_\omega = 2J_1 r_v m'_{44}$$

ermöglicht sie aber noch nicht unbedingt die genaue Bestimmung der Feldstärke. In einem von Jäger (1972) gerechneten Beispiel ($H=1700G$, $\gamma=30^\circ$, $\chi=30^\circ$, $V_D=0$) wird die Feldstärke mit einer solchen Kompensationsvorrichtung noch immer um 12% falsch gemessen ($H_{obs}=1490G$). Die entscheidend eingehende Größe m_{44} liegt

im Falle des Einstein-Turm-Teleskops (3 wirksame Planspiegel) bei ca 0.8 ($\delta=20^{\circ}$); die in die Kompensationsrechnung eingehende Größe m'_{44} wird von Jäger (1972) nicht angegeben. Um eine Abschätzung des noch unberücksichtigten Fehlers zu ermöglichen, wurde für das Locarno-Teleskop m_{44} und m'_{44} für zwei Deklinationsstellungen errechnet. Das Teleskop mit der Kompensationsvorrichtung wird durch folgende Matrizengleichung repräsentiert:

$$\underline{I} = R(t)\cdot K\cdot P\cdot R(90^{\circ})\cdot S_c\cdot R(h)\cdot S_u\cdot \underline{I}_o \qquad (3.10)$$

mit

$$K = T_{kr}^2\cdot\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&\cos\tau_k&-\sin\tau_k\\0&0&\sin\tau_k&\cos\tau_k\end{pmatrix} \qquad P = \frac{T_{pr}^2}{2}\begin{pmatrix}1+X_p^2&1-X_p^2&0&0\\1-X_p^2&1+X_p^2&0&0\\0&0&2X_p&0\\0&0&0&2X_p\end{pmatrix}$$

($T_{r,l}$: Transmissionskoeffizienten der elektrischen Schwingung senkrecht bzw parallel zur Einfallsebene; $X_p=T_l/T_r$; $\tau_k=\varepsilon_r-\varepsilon_l$; t: Stundenwinkel).

Die Gleichung (3.10) wird verständlich, wenn man die polarisierenden und retardierenden Effekte des Teleskops auf die einer polarisierenden Glasplatte und einer retardierenden λ/x-Platte reduziert. Die Wirkung dieses Systems kompensiert man mit einer Vorrichtung aus Glasplatte und λ/x-Platte, deren Polarisationsebenen senkrecht zu denen des Teleskops liegen. Aus Gleichung (3.5) und (3.10) bestimmen sich die Matrixelemente zu

$$m_{44}= 4X_uX_c\cdot(\cos\tau_u\cos\tau_c-\sin\tau_u\sin\tau_c\cos2(90+\delta))\frac{R_{ur}^2R_{cr}^2}{4}$$

$$m'_{44}= 2X_p\cdot\{\cos\tau_k m_{44}+\sin\tau_k(\cos\tau_u\sin\tau_c+\sin\tau_u\cos\tau_c\cos2(90+\delta))\}\cdot \cdot T_{kr}^2T_{pr}^2/2$$

Die Größen $X_{u,c}$, $\tau_{u,c}$ bestimmen sich nach (3.3) bzw (3.4). Für den Brechungsindex und den Absorptionskoeffizienten wurden die von Schulz (1954) für Aluminium angegebenen Labordaten (für 6300 Å) verwandt: n=1.13 , k=6.39. Die in die Formeln eingehenden Einfallswinkel θ_u und θ_c liegen in Locarno bei :

$\theta_u = 45^\circ + \delta/2$, $\theta_c = 23^\circ 5'$.

Tabelle 2 enthält die berechneten Werte und die von Makita et al (1970) experimentell und theoretisch bestimmten Polarisationsparameter des Coudé-Teleskops am Okayama Observatorium. Die eingeklammerten (experimentellen) Werte für das Locarno-Teleskop wurden auf Grund der Ergebnisse von Makita et al (1970) abgeschätzt.

	Locarno				Okayama	
	th.	(exp.)	th.	(exp.)	th.	exp.
X_u	.942	→	.962	→	.942	.887
X_u^c	.991	→	.991	→	1.000	.990
X_p^c		←.965		←.990		
τ_u	20°	23°	13°	15°	20°	23°
τ_c	3°	5°	3°	5°	1.5°	5°
τ_k		31°		16°		
$\bar{m}_{44}$	.888	.907	.938	.939		.794
$\bar{m}'_{44}$	.647	.657	.861	.855		
δ	22°		2°		20°	

Tabelle 2: Polarisationsparameter des Locarno- und des Okayama-Coudé-Teleskops

Für die Kompensationsgeräte sind die gemessenen Werte eingesetzt. Die Matrixelemente $\bar{m}_{44}$ (normiert: $\bar{m}_{44} = m_{44}/m_{11}$) wurden für das Locarno-Teleskop sowohl mit den theoretischen als auch mit den auf Grund der Messungen von Makita et al (1970) abgeschätzten Polarisationsparametern gerechnet. Sie stimmen für vergleichbare Deklinationen recht gut mit denen von Jäger (1972) und Makita et al (1970) überein. Durch die Kompensation werden die Werte verschlechtert. Dies liegt daran, daß die von zwei Spiegeln herrührende Wirkung nur dann durch eine einzige Änderung von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis beschrieben werden kann, wenn die Einfallsebenen beider Spiegel zusammenfallen (Jäger et al,1963,S,A13; Jäger,1973).

Die Elemente m'_{44} gehen direkt in die Kompensationsmessungen ein, da bei der Babcock-Eichung das unpolarisierte Licht

erst direkt vor dem KD*P-Kristall eine Polarisationsfolie durchsetzt; in diesem Fall gilt $(m'_{44})_{cal}=1$.
Bei den hier vorgelegten Messungen sind daher neben den im folgenden Abschnitt diskutierten Korrekturen der Feldstärkemessung noch zusätzliche Fehler von 12% bzw 6% (Juni bzw September) zu berücksichtigen.
Bei künftigen Messungen, bei denen eine Kompensation der instrumentellen Polarisation und Retardation auf die unten beschriebene Weise durchgeführt wird, empfiehlt es sich, die Polarisationsfolie während der Eichung vor das Teleskop zu bringen, sodaß sich die Matrixelemente m'_{44} während der Eichung und der Messung nicht unterscheiden.

3.2.1.3 Durchführung der Kompensation

Das Kompensationssystem wurde am Locarno-Teleskop zum ersten Mal im Juni und September 1972 erprobt. Feldstärken- und Geschwindigkeitsmessungen mit und ohne Kompensation führten dabei zu Korrekturgrößen, die für die verschiedenen Beobachtungsperioden übernommen wurden. Dieses Verfahren ist allerdings auch bei annähernd gleichen Deklinationsstellungen nicht ganz unproblematisch, da sich durch erneuerte Spiegelbelegungen und veränderte Staubbedeckungen die instrumentelle λ/x-Platte sicherlich ändert. Werden für die Zeiträume großer Deklination diese Unterschiede eventuell nicht vernachlässigbar sein - hierauf deuten die Wiederholungen der Messungen von Wiehr (1971) im Juni 1972 hin, bei denen keine so drastischen Effekte in der Linienasymmetrie festgestellt werden konnten*-, so fallem sie doch sicher für die Zeiträume kleiner Deklination ($\delta<|9^{o}|$) weniger ins Gewicht. Die bearbeiteten Beobachtungsfolgen wurden daher bis auf eine Ausnahme aus der 2. und 3.Beobachtungsperiode ausgewählt.
Das Kompensationssystem bestand aus einer neigbaren Glasplatte und einer veränderlichen λ/x-Platte, die von zwei

*Diese unterschiedlichen Meßergebnisse können jedoch auch darauf beruhen, daß die Teleskopspiegel 1972 im Gegensatz zu 1970 keine Schutzschichten besaßen. Nach Ruben (1959) wird der Polarisationszustand des Lichtes durch Schutzschichten sehr stark beeinflußt.

gegeneinander um ihre Achse drehbaren λ/8-Platten gebildet wird. Die Kompensationsmessungen wurden folgendermaßen durchgeführt: Die Teleskopöffnung wird mit einer hinreichend homogenen Polarisationsfolie abgedeckt (d_f=45 cm). Hinter dem Teleskop befindet sich im direkten Strahlengang ein Analysator und eine Photozelle; Retardationseffekte können somit nur vom Teleskop herrühren. Die Schwingungsrichtung des einfallenden linear polarisierten Lichts wird nun kontinuierlich um 360° gedreht und der Analysator stets in Gekreuzt-Stellung gebracht. Wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich, ergeben sich dann in einem Abstand von 45° Polaroid-Drehung Minima und Maxima der resultierenden Intensität. Im Falle der Maxima liegt die Polaroid-Schwingungsrichtung genau zwischen den Achsen der instrumentellen λ/x-Platte, im Falle der Minima genau parallel zu den Achsen. Steht der Analysator parallel zum Polarisator, so erscheinen die Minima und Maxima genau im umgekehrten Sinn. - Die Polarisationsfolie wird anschließend unmittelbar vor den Analysator gebracht; zwischen beide werden zwei gegeneinander drehbare λ/8-Platten gestellt. Bei geeigneter Relativdrehung beider λ/8-Platten resultiert eine λ/x-Platte, die im Maximum der Gekreuzt-

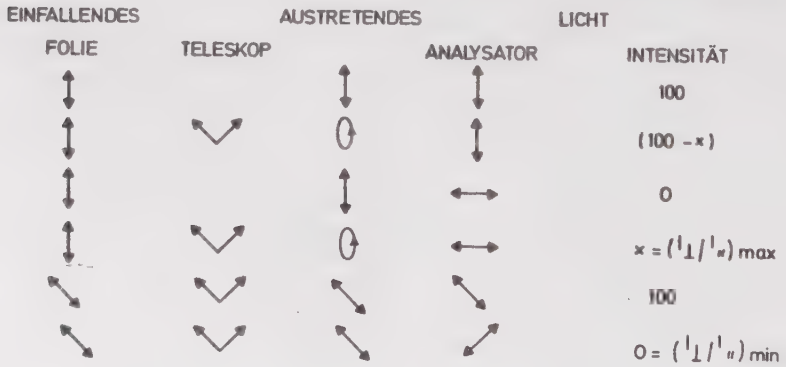


Abbildung 3.3: Wirkung des Teleskops auf linear polarisiertes Licht

Stellung genau den Wert der instrumentellen λ/x-Platte liefert. Danach wird die Folie wieder vor das Teleskop gebracht und zwar mit der Schwingungsrichtung zwischen die teleskopischen Retardationsachsen; das λ/8-System wird solange gedreht, bis es die teleskopische Retardation gerade kompensiert.
Solche Kompensationsversuche wurden im Juni/Juli und im September/Oktober 1972 durchgeführt. In Tabelle 3 sind für die entsprechenden Beobachtungen die verschiedenen Parameter aufgeführt. Die Intensitätsnomenklatur entnimmt man Abb.3.3. Die Phasenverschiebung τ von 2 Micaplatten (Δ=λ/8), die unter dem Winkel 2φ gekreuzt sind, erhält man nach Mascart (1889) über

$$\mathrm{tg}\tau = \frac{4\gamma\cdot\cos 2\phi\cdot(\gamma^2-\cos 4\phi)}{\gamma^4-\gamma^2\cdot(1+2\cos 4\phi)+\cos 8\phi}\ , \quad \gamma = \mathrm{ctg}\Delta/2.$$

Der Index r steht für durchgeführte Kompensation.

Datum	$(I_\perp/I_{,,})_{max}$	$(I_\perp/I_{,,})_{min}$	$(I_\perp/I_{,,})_{max,r}$	$(I_\perp/I_{,,})_{min,r}$	2φ	τ
4.7.	778	2.5	3.8	2.5	22	31
23.9.	165 10^{-4}	6.0 10^{-4}	60.0 10^{-4}	6.0 10^{-4}	13	18
24.9.	155	7.0	11.0	7.0	12	16

Tabelle 3: Ergebnisse der Kompensationsversuche

Die Werte entsprechen in etwa den von Wiehr (1971) gemessenen; Abweichungen erklären sich aus den vollkommen unterschiedlichen Methoden. Wie den Daten zu entnehmen ist, gelang es nicht, die Retardation vollständig zu kompensieren. Dies ist nach den Ergebnissen des vorangehenden Abschnitts auch nicht zu erwarten. Die schlechte Kompensation im September lag weniger an instrumentellen Unzulänglichkeiten als an Schwierigkeiten bei der experimentellen Durchführung, die von nur einem Beobachter schwierig zu bewältigen ist. Da im September außerdem an die eigentliche Kompensation zu verschiedenen Tageszeiten Magnetfeldmessungen angeschlossen wurden, litt wegen der nur begrenzt zur Verfügung stehenden Zeit die Genauigkeit der Kompensation.

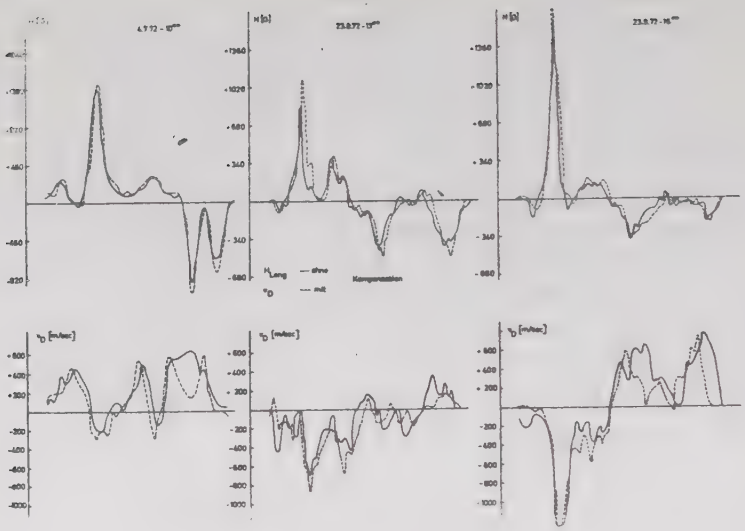


Abbildung 3.4: Magnetfeld-,Geschwindigkeitsfeldregistrierungen mit und ohne Kompensation der instrumentellen Retardation und Polarisation

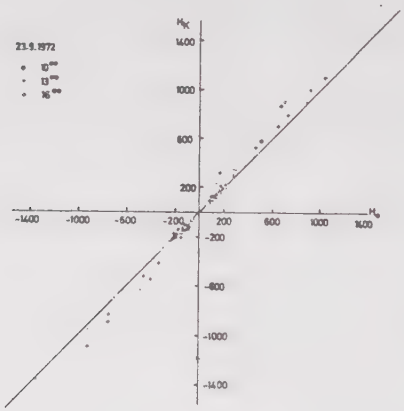


Abbildung 3.5: Am 23.9.72 mit und ohne Kompensation der instrumentellen Retardation und Polarisation gemessene Feldstärken;
zur Orientierung ist dir Winkelhalbierende $H_K=H_O$ eingezeichnet.

Für die Magnetfeld- und Geschwindigkeitsfeldvergleiche wurden in einem aktiven Gebiet mehrere Scans direkt hintereinander mit und ohne Kompensation aufgenommen. Abb.3.4 enthält einige dieser Registrierungen. Man sieht, daß sowohl in H als auch in V_D keine großen Änderungen vorkommen. Die maximalen Unterschiede liegen bei 10%. Es scheint erstaunlich, daß in den Julimessungen keine größeren Abweichungen auftreten. Dies liegt vor allem wohl an der unglücklich gewählten Registrierzeit, die genau zwischen den von Wiehr (1971) ermittelten Zeitpunkten maximaler und minimaler Retardationswirkung lag. Zur Zeit maximaler Retardation dürfte der Fehler 20% betragen.
Einzelne Feldstärkenwerte, die mit und ohne Kompensation zu verschiedenen Tageszeiten am 23.9.72 gemessen wurden, sind in Abb.3.5 eingetragen. Während für kleinere Feldstärken die Punktwolke relativ dicht um $H_K=H_O$ streut, gilt für größere Feldstärken angenähert $H_K=1.1\cdot H_O$. Die Anzahl der Meßpunkte und die zeitliche Auflösung gestatten es nicht, einen Gang mit der Tageszeit herauszulesen.

Es ist nicht das Ziel dieser Arbeit, die Probleme der instrumentellen Retardation zu lösen, sondern es sollten im Rahmen der Magnetfeld- und Geschwindigkeitsmessungen die Größenordnungen der instrumentell eingeführten Fehler bestimmt werden. Es wird daher auch auf eine eingehendere Diskussion der im vorigen Abschnitt berechneten m'_{44} verzichtet. Man stellt diese zum Teil beträchtlich von 1 abweichenden Matrixelemente in Rechnung, indem man die mit der Kompensationsvorrichtung gemessenen Feldstärken durch sie dividiert.
Man kann zusammenfassend sagen, daß die Retardation und Polarisation des Teleskops in den Beobachtungszeiträumen eine maximale Abschwächung der Felder um 21% (September) bzw 40% (Juni) bewirkt. Die Richtungen des Geschwindigkeitsfeldes bleiben unverändert.

3.2.2 Der elektrooptische Kristall

Die Betriebsdaten des Kristalls sagen, daß er bei einer Spannung von 3.3kV (bei 6328 Å) genau die retardierende Wirkung einer λ/2-Platte haben sollte. Dieser Spannungswert wird experimentell ermittelt, indem man den Kristall zwischen gekreuzte Polaroide bringt und die Spannung anlegt, bei der maximale Aufhellung eintritt. Infolge der Hygroskopie des Kristalls werden allmählich in das Gitter zusätzliche Wassermoleküle eingelagert; dieser Effekt macht sich in einer Verschlechterung der retardierenden Eigenschaften bemerkbar. So wurden von dem für die beiden ersten Beobachtungsperioden verwandten Kristall bei einer Spannung von 1.8kV nur 23% des zirkular polarisierten Lichts, das durch ihn hindurchtrat, moduliert. Abb.3.6 zeigt den Anteil des modulierten Lichts in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. (Diese Messungen wurden am 9.10.71 durchgeführt. Ähnliche Messungen am 9.9.71 lieferten für den Meßkristall 30% moduliertes zirkular polarisiertes Licht bei 1.5kV.) Da die Magnetfeldmessungen bei 1.5kV durchgeführt wurden, war die Empfindlichkeit des Magnetographen auf 1/5 gesenkt. Im Juni und September 1972 wurden die Messungen mit einem anderen Kristall durchgeführt, der - wie Abb.3.6 zu entnehmen ist - bei

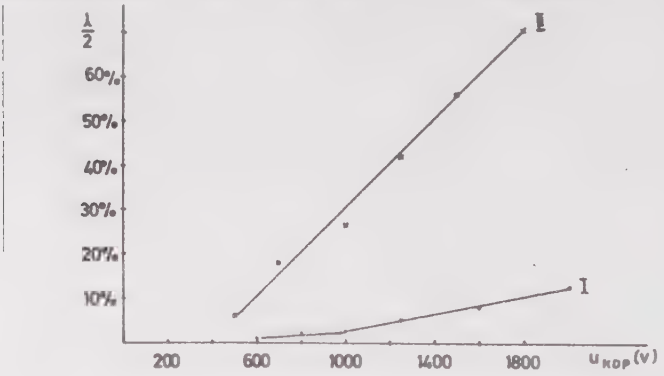


Abbildung 3.6: Anteil des modulierten Lichts in Abhängigkeit von der an dem elektrooptischen Kristall liegenden Spannung

1.4kV das Verhalten einer λ/4-Platte zeigte. Das geringe Rauschen in dieser Juni-Periode (im Mittel ±10G gegenüber ± 40G im Juni/September 71) ist zum Teil hierauf zurückzuführen. Im September 1972 hatte sich der Zustand dieses Kristalls bereits wieder verschlechtert.
Eine weitere störende Eigenschaft von elektrooptischen Kristallen, die zuerst von Stenflo (1966) erwähnt wurde, besteht in der Modulation von linear polarisiertem Licht in der Grundfrequenz. Läßt man Licht durch eine Polarisationsfolie, die linear polarisiertes Licht herstellt, auf den Kristall fallen, so mißt man ein V-Signal, das - abhängig noch von der Schwingungsrichtung - einer bestimmten Magnetfeldstärke entspricht (bei vollständig linear polarisiertem Licht etwa 30G). Auf Grund des linear polarisierten Lichts im Linienflügel und wegen der instrumentellen Polarisation wird der modulierte Intensitätsanteil in jeder Zelle verfälscht. Durch die Differenzbildung sollten diese Anteile jedoch, da sie die gleiche Schwingungsrichtung besitzen, wieder herausfallen. Dies ist auch dann der Fall, wenn auf Grund von Linienasymmetrien die Dopplerkompensation falsch wird, da die Differenz der Gleichströme auch dann noch verschwindet; lediglich von der Linienpolarisation bleibt ein verfälschender Rest. Bei schlechter Kompensation allerdings, wie sie im September 1972 auf Grund eines elektronischen Fehlers im Dopplerkompensator auftrat, wird eine konstante Nullpunktsverschiebung hervorgerufen.

3.2.3 Rauschen der Photomultiplier

Bei einer Eintrittsöffnung von 2" und einer Austrittsspaltbreite von 100mÅ erhält man an jeder Multiplier-Anode ein DC-Signal von $i=10^{-6}$A. Das Rauschsignal wird einmal durch die Dunkelströme der Photomultiplier, zum anderen durch statistische Schwankungen des Stroms (Schrottrauschen) hervorgerufen. Die Dunkelströme lagen

unter $3 \cdot 10^{-9}$A - sie konnten durch Kühlung mit Trockeneis noch weiter gesenkt werden - und konnten daher vernachlässigt werden.
Für die statistischen Schwankungen des an den Photozellen ausgelösten Stroms gilt: $di/i=N^{-1/2}$. N ist die Anzahl der ausgelösten Elektronen und errechnet sich aus der Stromstärke ($i=10^{-6}$A),dem Stromverstärkungsfaktor der Dynoden ($v=5 \cdot 10^{6}$) und der Zeitkonstante t: $N=i \cdot t/v \cdot e$ (e:Elektronenladung $1,6 \cdot 10^{-19}$Asec). Bei Zeitkonstanten von t=0.3 sec, wie sie in allen Fällen verwandt wurden, erhält man $di/i=2 \cdot 10^{-3}$; damit ist die untere Meßgrenze für Polarisationsgrade festgelegt (10G$\hat{=}3.5 \cdot 10^{-3}$,s.2.2). Um kleinere Feldstärken zu messen, bedarf es entweder größere Ströme - also größerer Öffnungen - oder größerer Zeitkonstanten.

3.2.4 Scanparameter

Die Scanparameter Registriergeschwindigkeit, Zeitkonstante und Fläche des Abtastflecks sind von verschiedenen Seiten begrenzt; eine gute räumliche Auflösung macht kleine Geschwindigkeiten und kleine Öffnungen notwendig, eine gute zeitliche Auflösung verlangt nahezu das Gegenteil sowie eine kleine Zeitkonstante, eine rauscharme Registrierung endlich benötigt große Öffnungen und große Zeitkonstanten.
Da zumindest das Problem der Fläche des Abtastflecks weitreichende Folgen hatte, wurde hier eine möglichst kleine Öffnung gewählt. Abb.3.7 zeigt drei Magnetogramme, die mit unterschiedlichen Öffnungen aufgenommen wurden. Liegen bei größeren Eintrittsöffnungen zum selben Zeitpunkt mehrere Felder entgegengesetzter Polarität nebeneinander im Abtastfleck, so wird der Magnetograph nur die aus allen resultierende Feldstärke messen; Magnetographen mit großen Öffnungen geben eine inhomogene Feldstruktur homogen wieder. Da es sich in dem hier gezeigten Beispiel allerdings um ein nahezu monopolares Gebiet handelt und die Abstände zwischen den Zeilen stets 2" betrugen (normalerweise bei 8"-Regist-

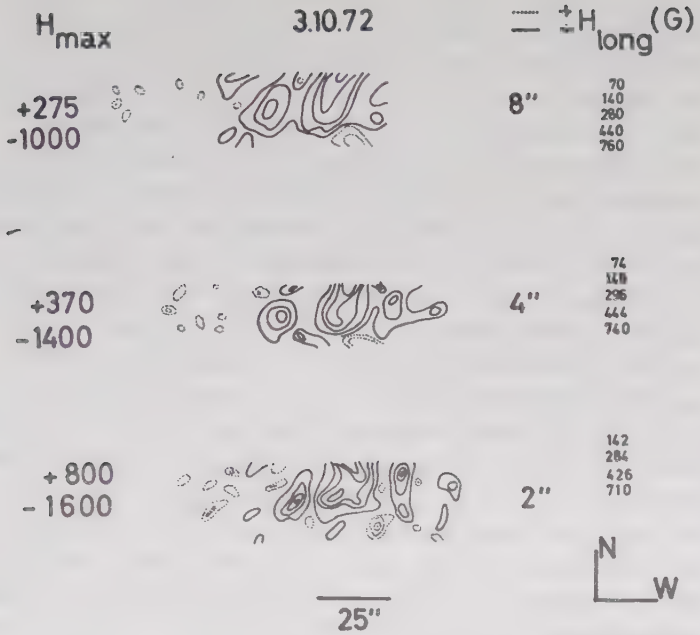


Abbildung 3.7: Magnetogramme eines Gebiets, die mit einer 8",4",2" großen Eintrittsöffnung aufgenommen wurden

rierungen:8"), ist dieser Effekt nicht besonders ausgeprägt.Eine wachsende Strukturauflösung mit kleiner werdender Fläche des Abtastflecks ist jedoch festzustellen. Gut ersichtlich ist das Anwachsen der Feldstärke mit kleiner werdender Öffnungsfläche. Stenflo (1966) untersuchte diesen Zusammenhang an Hand verschiedener Abtastflächen; er fand, daß die Feldstärke magnetischer Elemente von 10G bei großer Fläche ($7.8"^2$) auf 80G bei kleiner Fläche ($1"^2$) steigt. Ebenso nehmen die magnetischen Flüsse zu. Da sich diese starke Abhängigkeit in den hier gewonnenen Magnetogrammen bestätigte, wurden die wichtigsten Messungen mit einem Abtastloch von 2" Durchmesser vorgenommen. Um Übersichtsmagnetogramme zu gewinnen und

um das starke Rauschen zu vermeiden, das in den ersten Beobachtungsperioden auftrat, wurde teilweise auch ein Abtastloch mit 8" Durchmesser verwendet.
Die Scangeschwindigkeit richtet sich nach der gewünschten räumlichen Auflösung. Generell gilt, daß das Produkt aus Scangeschwindigkeit und Zeitkonstante klein gegenüber dem aufzulösenden Element sein soll. Als ungefähres Maß kann man dabei fordern, daß die aufzulösende Einheit in der dreifachen Zeitkonstantenzeit durchfahren werden soll, sodaß ein Polarisationssignal innerhalb der aufzulösenden Fläche auf e^{-3} abklingt. Die Registriergeschwindigkeit wurde entsprechend zu 2"/sec und die Zeitkonstante zu 0.33 sec gewählt. Während somit eine gute räumliche und strukturelle Auflösung der Felder erzielt werden kann, ist wegen der langsamen Geschwindigkeit und der kleinen Zeitkonstante eine gute zeitliche und magnetische Auflösung nicht zu erwarten. Das Gesamtmagnetogramm eines 120"x120" großen Gebiets erfordert ca eine Stunde, das Rauschen lag in den beiden ersten Beobachtungsperioden bei 40G, in der dritten bei 10G. Im Falle von Polfeldregistrierungen, wo es weder auf eine sehr gute räumliche noch auf eine gute zeitliche Auflösung ankommt, wurde das Rauschen auf 1G gesenkt (d=8", t=3sec, v=0.8"/sec).

3.2.5 Die Drifteichung

In Kapitel 2.2 wurde skizziert, wie mittels einer bekannten Wellenlängenverschiebung der gemittelten Linie die Messungen geeicht werden können. In der Praxis führt man eine sogenannte Drifteichung durch, indem man sich die bekannte Rotation der Sonne zu Nutze macht. Am Westrand erhält man dadurch eine Rotverschiebung (entsprechend 2km/sec), am Ostrand eine Blauverschiebung. Wird die Nachführung des Teleskops abgestellt, so driftet die Sonne von Ost nach West durch das Teleskop, wobei die Linie kontinuierlich von -2km/sec nach +2km/sec verschoben wird (d.h. um die entsprechenden Wellenlängen:

$\pm 2/3 \cdot 10^{-5}$.). Abgesehen von den Linienprofiländerungen zwischen Eichung und Messung, die in Kap.2.2 diskutiert wurden, muß man die Unterschiede zwischen dem gemittelten Linienprofil und dem wahren V-Profil berücksichtigen, die sich auf Grund magnetooptischer Effekte ergeben. Wittmann (1973) rechnete für die Linie 6302.5Å und eine Spaltkonfiguration 25-140mÅ (in den Flügeln) Eichkurven, indem er einmal das gemittelte Linienprofil, dann die wahren V-Profile (bei gegebenen H) verwandte. Es stellte sich heraus, daß die V-Eichkurve unter der Drifteichkurve liegt (s.Abb.3.8). Kleinere gemessene Polarisationsgrade bei gleicher Wellenlängenverschiebung bedeutet, daß die Drifteichung ein zu kleines Feld ergibt. Die Rechnungen führen zu $H_V = 1.4 H_D$. Diese Korrektur muß in den dargestellten Magnetogrammen stets noch berücksichtigt werden.

Ein Problem kleinerer Art stellt die Verwendung der Zirkularfolie dar. Die Eichung ist nur dann korrekt, wenn man annimmt, daß die Folie zu 100% zirkular polarisiertes Licht herstellt. Eine genaue Durchmessung der verschiedenen Folien ergab, daß die beste nur zu 90% zirkular polarisiertes Licht herstellt. Dieser Wert wurde bereits in den Messungen berücksichtigt.

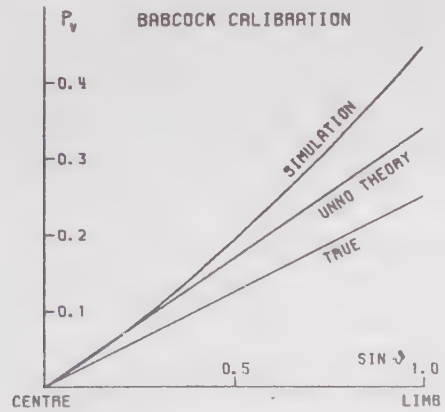


Abbildung 3.8: Eichkurven, gerechnet von Wittmann (1973)

Die in den Abschnitten 3.2.2.,3.2.3. und 3.2.4. diskutierten instrumentellen Effekte beschränken lediglich die zeitliche, räumliche und magnetische Auflösung der Messungen. Die instrumentelle Polarisation und Retardation und die idealisierte Babcock-Eichung hingegen führen zu falschen Meßwerten. Der Korrekturfaktor, mit dem die gemessenen Feldstärken multipliziert werden mußten, lag in der Septemberbeobachtungsperiode bei 1.76, in der Junibeobachtungsperiode bei 2.3. Er gilt jedoch nur für (wahre) Feldstärken unter 1000G (s.Wittmann, 1973). Die Höhe des Faktors überrascht, und es ist eine offene Frage, inwieweit die theoretischen Überlegungen vor allem zur instrumentellen Retardation die wahren Bedingungen tatsächlich wiedergeben. Versuche in der oben angedeuteten Art werden hierauf eventuell eine Antwort geben können. Allerdings weisen die Vergleiche mehrerer Magnetogramme, die zur gleichen Zeit von einem solaren Aktivitätsgebiet mit Magnetographen verschiedener Observatorien aufgenommen wurden, in die Richtung solch hoher Korrekturfaktoren. So unterscheiden sich die mit dem Mt.Wilson- und dem Kitt Peak-Magnetographen gemessenen schwachen Feldstärken um einen Faktor 1.85, der bei einer Korrektur wegen unterschiedlicher Spaltgeometrie sogar auf 2.34 steigt (Beckers,1971b).
Da es in der vorliegenden Arbeit weniger auf die absoluten Feldstärken als auf die Struktur des Feldes bzw dessen Veränderung ankam, sind in den Magnetogrammen (s.Anhang) die gemessenen Feldstärken ohne Korrektur eingetragen. Die in Kap.5 wiedergegebenen Feldstärken sind hingegen entsprechend korrigiert.

3.3 Die Beobachtungen

Die Messungen wurden während vier Beobachtungsperioden durchgeführt: 1) 8.6. - 5.7.1971 2) 21.8. - 18.9.1971
3) 5.6. - 6.7.1972 4) 18.9. - 5.10.1972

Die 4.Periode enthält dabei unter anderem die Retardationsmessungen, Magnetfeldmessungen mit verschiedenen Scanparametern u.a. (s. 3.2.1.3 und 3.2.4). Während der

ersten drei Perioden wurde die Entwicklung von 19 Fackelgebieten verfolgt; die Mindestbeobachtungsdauer für die Gebiete, die davon schließlich verwendet wurden, lag bei zwei Tagen. Es wurden dafür im Ganzen 170 Magnetogramme aufgenommen, wobei die beste zeitliche Auflösung ein Magnetogramm pro Stunde, die schlechteste ein Magnetogramm pro zwei Tage war. Die ständige Vermessung eines Gebiets wurde dabei eingeschränkt durch andere Meßprogramme und durch teilweise instabile Wetterlagen; an 36 Tagen (von 86) konnte aus diesem Grunde überhaupt nicht beobachtet werden.
Zur näheren Reduktion wurden schließlich 8 Gebiete ausgewählt, für die insgesamt 100 Magnetogramme und ca 90 Dopplergramme zur Verfügung standen. In vier von diesen Gebieten vollzog sich eine Fleckenbildung; bei den restlichen handelte es sich um sogenannte inaktive Gebiete, die trotz größerer Feldstärken fleckenfrei blieben.
In Tabelle 4 sind die Daten dieser Gebiete und der Beobachtungsparameter angegeben. In der ersten Spalte die Mc-Math-Fackel-Nummer (den Freiburg-Karten entnommen), in der zweiten und dritten das Datum sowie die Ortszeit (MEZ) der Beobachtung. Die Koordinaten sind ebenfalls den Freiburg-Karten entnommen. Im Falle, daß sich Flecken entwickelten, ist die Rom-Nummer der jeweiligen Gruppe eingetragen. Danach folgt der Durchmesser des Abtastlochs und das für diese Beobachtung vorhandene Material: Magnetogramm, Dopplergramm, $Ca^{+}K$-, H_{α}-,Weißlichtspaltbilder. In der letzten Rubrik ist das niedrigste Isogaußniveau der Magnetogramme eingetragen (unkorrigiert), das in der Regel mindestens bei 150% des Rauschwerts lag.

4. Überblick über die bisherigen Beobachtungsergebnisse

4.1 Geschwindigkeitsfelder

Sieht man von der differentiellen Rotation der Sonne ab, so sind photosphärische Geschwindigkeitsfelder erst seit den Untersuchungen Eversheds (1909) bekannt; aus Verschiebungen von Fraunhofer-Linien in der Penumbra von

Mc-M	Datum	Koordinat.	Rom	t	d	H	V	Ca	H_α	W	H_{min}
399	27.6.71	15N 33E	-	9	8	+	+	+	-	-	35
				11	8	+	+	+	-	-	35
				15	8	+	-	+	-	-	35
	28.6.71	15N 21E	-	10	8	+	-	+	-	-	35
	29.6.71	15N 7E	-	9	4	+	+	+	+	-	70
				15	4	+	+	+	-	-	70
	1.7.71	16N 18W	-	6	8	+	-	+	-	-	35
				9	4	+	+	+	+	-	70
				15	4	+	+	+	+	-	70
				17	8	+	+	+	-	-	35
	2.7.71	16N 34W	-	7	8	+	+	+	-	-	35
				9	4	+	+	+	+	-	70
				14	4	+	+	+	+	-	70
				18	8	+	+	-	-	-	35
	3.7.71	15N 67W	-	7	8	+	+	+	-	-	35
486	27.8.71	6N 25E	-	8	8	+	-	+	-	-	35
				12	4	+	+	+	+	-	70
				15	4	+	+	+	+	-	70
	28.8.71	6N 12E	-	8	8	+	+	+	+	-	35
				9	2	+	+	+	+	+	70
				13	4	+	+	+	+	+	70
				17	4	+	+	+	-	-	70
	29.8.71	6N 3W	-	8	4	+	+	+	-	-	70
				9	4	+	-	+	-	-	70
				15	4	+	+	+	-	-	70
				16	4	+	+	+	+	+	70
	30.8.71	6N 16W	-	9	8	+	+	+	-	-	35
				10	8	+	+	+	+	+	35
				12	2	+	+	+	-	-	70
				15	8	+	+	+	-	-	35
	31.8.71	6N 29W	-	8	8	+	+	+	-	-	35
				9	2	+	+	+	+	+	70
				15	8	+	-	+	-	-	35
	1.9.71	6N 43W	-	13	2	+	+	+	+	+	70
500	6.9.71	4N 41E	-	9	2	+	+	+	+	+	70
				13	2	+	+	+	-	-	70
				17	2	+	+	+	-	-	70
	7.9.71	4N 29E	6215	11	2	+	+	+	+	+	70
				13	2	+	+	+	+	+	70
				15	2	+	+	+	+	+	70
				16	2	+	+	+	-	-	70
	8.9.71	4N 16E	6215	11	2	+	+	+	+	+	70
				16	2	+	+	+	-	-	70

Tabelle 4: Zusammenstellung der Daten und des Beobachtungsmaterials der acht reduzierten Beobachtungssequenzen

Mc-M	Datum	Koordinat.	Rom	t	d	H	V	Ca	H_α	W	H_{min}
506	11.9.71	13S 22E	-	9	8	+	+	+	-	-	35
				10	2	+	+	+	+	+	70
				16	2	+	+	+	-	-	70
	12.9.71	13S 8E	6217	11	2	+	+	+	+	+	70
				14	2	+	+	+	+	+	70
				15	2	+	+	+	+	+	70
	13.9.71	14S 5W	6217	10	2	+	+	+	+	+	70
509	13.9.71	16N 5E	-	11	2	+	+	+	+	-	70
				13	2	+	+	+	+	-	70
				16	2	+	+	+	+	-	70
	14.9.71	16N 8W	-	9	2	+	+	+	+	+	70
				15	2	+	+	+	+	-	70
	15.9.71	16N 22W	-	10	2	+	+	+	+	+	70
				15	4	+	+	+	-	-	70
514	16.9.71	15N 27E	-	8	8	+	+	+	-	-	35
				9	4	+	+	+	-	-	70
				12	2	+	+	+	+	+	70
				14	2	+	+	+	+	+	70
				17	4	+	+	+	-	-	70
	17.9.71	15N 12E	6221	9	4	+	+	+	-	-	70
				12	2	+	+	+	+	+	70
				15	2	+	+	+	+	+	70
	18.9.71	16N OW	6221	11	2	+	+	+	+	+	70
927	18.6.72	5S 9E	-	9	2	+	+	+	+	-	35
				12	2	+	+	+	+	-	35
				16	2	+	+	+	+	-	35
	19.6.72	5S 5W	6314	8	2	+	+	+	+	-	35
				9	2	+	+	+	+	-	35
				11	2	+	+	+	+	-	35
				13	2	+	+	+	+	-	35
	20.6.72	4S 19W	6314	10	2	+	+	+	+	-	35
				16	2	+	+	+	+	-	35
	21.6.72	4S 32W	6314	10	2	+	+	+	+	-	35
944	1.7.72	10N 42E	-	9	2	+	+	+	+	-	20
				13	2	+	+	+	+	-	20
	2.7.72	10N 27E	-	17	2	+	+	+	+	-	20
	3.7.72	10N 12E	-	7	2	+	-	+	+	-	20
				8	2	+	-	+	+	-	20
	4.7.72	10N 2W	-	7	2	+	+	+	+	-	20
				12	2	+	+	+	+	-	20
				14	2	+	+	+	+	-	20
				17	2	+	+	+	+	-	20
	6.7.72	12N 26W	-	9	2	+	+	+	+	-	20

Sonnenflecken schloß er auf radiale Materieausströmungen parallel zur Sonnenoberfläche mit Geschwindigkeiten zwischen 1 und 2 km/sec. Der nach seinem Entdecker benannte Evershed-Effekt regte zahlreiche Geschwindigkeitsuntersuchungen an (u.a. St.John,1913; Abetti,1932), die jedoch stets auf aktive Gebiete beschränkt blieben. Für die ungestörte Photosphäre nahm man weiterhin eine isotrope Geschwindigkeitsverteilung an, deren bemerkenswerteste Komponente die Granulationsbewegung war. Diese Vorstellungen änderten sich vollkommen, als die Beobachtungen von Leighton und seinen Mitarbeitern (1962) zeigten, daß horizontale Geschwindigkeitsfelder die gesamte Oberfläche der Sonne in "Waben" mit ca 40" Durchmesser aufteilten - die sogenannte Supergranulation -, daß darüberhinaus aber durch vertikale, periodische Geschwindigkeitsströmungen die Sonne mit etwa zehnmal kleineren Oszillationselementen bedeckt ist. Im Gegensatz zur Supergranulation, deren Ränder im chromosphärischen Ca-Netzwerk gut sichtbar sind und offensichtlich durch Magnetfelder mittlerer Stärke gebildet werden, finden sich Oszillationen auch in magnetfeldfreien Gebieten. Zahlreiche detaillierte Beobachtungen, die im Anschluß an die Entdeckung der Oszillationen unter anderem von Deubner (1967,1969) und Frazier (1968) durchgeführt wurden, bestätigen sowohl die Periode (T=300 sec) als auch die Amplitude (500 m/sec peak-to-peak) der ersten Messungen.
Um eventuell andere, von der Oszillation überdeckte Geschwindigkeitsfelder in der ungestörten Photosphäre zu finden, benutzten Sheeley et al (1971) in Analogie zur Leightonschen Technik der photographischen Subtraktion die der photographischen Addition, durch die sie bei geeignetem zeitlichen Abstand der Bilder die Oszillation eliminieren konnten. Sie entdeckten ein sich langsam veränderndes Geschwindigkeitsfeld, das auf kleine (1.5"), sich über längere Zeiträume aufwärts bewegende Elemente zurückzuführen ist. Somit bietet sich heute folgendes Geschwindigkeitsbild in der ruhigen Photosphäre: Ein System von kleinen, langlebigen, ausströmenden Materie-

"jets" ist einem Feld relativ großräumiger Vertikaloszillationen aufgesetzt. Die einzelnen Elemente dieses Feldes wiederum sind ein Konglomerat aus einzelnen Granulen, die mit Geschwindigkeiten bis zu 3km/sec aufsteigen (Beckers,1968).

Ebenso wie bei den Oszillationen brachten für das von Leighton et al entdeckte Geschwindigkeitsfeld der Supergranulation die nachfolgenden Arbeiten Ergänzungen, ohne aber wesentlich Neues über deren Grundstruktur und Parameter zu entdecken. Der Zellendurchmesser von ca 40" und die mittlere Lebensdauer von ca 20 Stunden fanden ebenso ihre Bestätigung wie die Dynamik - in der Zellenmitte aufsteigende Materie, die mit Geschwindigkeiten um 0.5 km/sec horizontal zu den Rändern fließt und dort mit 1-2 km/sec absinkt. Die Untersuchung von Frazier (1970) dehnte das chromosphärische Bild auf die Photosphäre aus, wo es - leicht modifiziert - weiterbesteht. Auch hier ergibt sich eine enge Korrelation zwischen Magnetfeldern, Intensitäten und abströmender Materie, wobei allerdings die Geschwindigkeiten bei 0.1 km/sec liegen und nur an einzelnen, isolierten Randgebieten beobachtet werden.

Da Oszillationen nicht auf die ungestörte Photosphäre beschränkt sind, sondern , wie die Messungen von Deubner (1969) und Sheeley et al (1971) zeigen, mit kleinerer Amplitude in Fackelgebieten und selbst in Flecken (Bhatnagar,1971) weiterbestehen, bereitet die Trennung dieser beiden Geschwindigkeitskomponenten in der Photosphäre größere Schwierigkeiten. Frazier (1970) und Tanenbaum et al (1969) gelingt es nur mit Hilfe einer besonderen, die Oszillationen eliminierenden Scan-Technik, die Abwärtsbewegung von 0.1 km/sec an schwachen Supergranulationsgrenzen, an denen Magnetfelder von 50G gemessen werden, aufzuzeigen. Andere Autoren jedoch (Sheeley, 1971; Giovanelli,1970) finden ohne besondere Vorkehrungen stets größere Abwärtsbewegungen in Fackelgebieten mit größeren Magnetfeldern (>100G). Dies scheint auf eine enge Korrelation zwischen Oszillationen und Magnet-

feldstärke einerseits und zwischen Abwärtsbewegung und Magnetfeldstärke andererseits hinzuweisen.
Das allgemeine Absinken der Materie, das charakteristisch für das vertikale Fackelgeschwindigkeitsfeld ist, bleibt auch in aktiven Gebieten erhalten. So untersuchte Bhatnagar (1971) ein älteres, aktives Gebiet in der Sonnenmitte, und bis auf zwei Ausnahmen - Aufwärtsbewegung im Bereich von Lichtbrücken, eine schon früher beobachtete Tatsache (Beckers et al,1969) - findet er überall abströmende Materie. In den aktivsten Gebieten werden Geschwindigkeiten bis zu 0.7 km/sec erreicht.
Physikalisch ist diese ausschließliche Abwärtsbewegung bislang nicht zu erklären. Howards (1972) Überlegungen, daß der Materieaufstieg in heißen Fackeln auf Grund ionisierter und daher nicht absorbierender FeI-Atome nicht beobachtet werden könnte, führten zu keinem anderen Bild, da sich auch mit der ionisierten FeII-Linie 5235 Å Ausströmung nicht häufiger feststellen ließ.
Während also in aktiven Gebieten beim vertikalen Geschwindigkeitsfeld die abwärts gerichtete Komponente bei weitem zu überwiegen scheint, herrscht im horizontalen Geschwindigkeitsfeld, das durch den Evershed-Effekt charakterisiert ist, die von der Fleckenumbra nach außen gerichtete Komponente vor. Die Materieausströmung beginnt am Rand der Umbra, und ihre Geschwindigkeit erreicht im äußeren Penumbragebiet einen Maximalwert (ca 5 Km/sec); am äußeren Rand der Penumbra hört sie abrupt auf (s.Schröter, 1967). Eine Verbindung zwischen penumbraler Feinstruktur und dem Evershed-Effekt wurde durch die Beobachtungen von Bumba (1960) nahegelegt; er entdeckte, daß nicht etwa die ganze Spektrallinie durch die Strömung verschoben ist, sondern daß sie vielmehr eine starke Asymmetrie zeigt, die im Geschwindigkeitsmaximum sogar zur Herausbildung eines Satelliten führt. Es konnte gezeigt werden, daß die Materiebewegung in den dunklen Elementen der Penumbra stattfindet (Beckers,1964; Stellmacher et al,1971b); diese Beobachtungen stehen im Gegensatz zu den Ergebnissen von Schröter (1965), der zwar auch eine Linien-

asymmetrie sowie Satelliten beobachtete, die Ausströmung jedoch den hellen Filamenten zuordnete.
Neben diese horizontale Evershed-Ausströmung, deren abrupten Abbruch am äußeren Penumbrarand man auf die tieferen Entstehungshöhen der Linien in der Penumbra zurückführt (der Evershed-Effekt setzt sich danach in der Photosphäre unterhalb der sichtbaren Schichten fort (Makita,1963)), ist durch neuere Beobachtungen (Sheeley et al,1971) ein zweites horizontales Geschwindigkeitsfeld getreten, das direkt am photosphärischen Penumbrarand beginnt und ca 20000 km in die ungestörte Photosphäre hinausreicht. Da es sich also um ein Geschwindigkeitsfeld der ruhigen Photosphäre handelt, das zudem gegenüber dem Evershed-Effekt viermal kleinere Geschwindigkeiten aufweist, sieht Sheeley (1972) in ihm weniger eine den Evershed-Effekt fortsetzende Bewegung; vielmehr gleicht sie in ihrer Erscheinungsform eher der Supergranulationsströmung. Die Vermutung Sheeleys, daß es sich hier wirklich um die Magnetfeld transportierende Supergranulation handelt, wird durch jüngste Beobachtungen von Harvey et al (1972) bestärkt. 2" große Gebiete mit starken Magnetfeldkonzentrationen tauchen rings um den Sonnenfleck direkt am Rand der Penumbra auf und wandern mit einer Geschwindigkeit von 1 km/sec zu dem den Fleck umgebenden Netzwerk. Sheeley (1972) sieht darin ein weiteres Argument für seine Vermutung, daß der Fleck in der Mitte einer Supergranule liegt.
Im Wesentlichen sind also durch Oszillationen, Supergranulationsströmung und Evershed-Effekt die Geschwindigkeitsfelder charakterisiert, die man in der Photosphäre vorfindet. Ungeklärt jedoch bleibt, wie sich der Übergang zwischen den einzelnen Erscheinungsformen vollzieht. Zwar scheint der Übergang von der ruhigen Photosphäre zu Sonnenflecken bei den Oszillationen einigermaßen gleitend zu sein - das Geschwindigkeitsfeld bleibt erhalten, es ändern sich nur seine Amplitude und seine Periode -, wie aber verhält sich z.B. die Supergranulationsströmung,

wenn sich starke Fackelfelder entwickeln oder wenn sich Sonnenflecken bilden? Wie und wann entwickelt sich im Laufe einer Fleckenbildung der normale Evershed-Effekt?

Insbesondere für junge, aktive Gebiete, in denen sich gerade Flecken entwickeln, liegt eine hochaufgelöste Geschwindigkeitsanalyse lediglich von Bumba (1967) vor. Er beobachtete spektrographisch die radiale Bewegung in jungen Flecken einer sich schnell entwickelnden Gruppe (21.3.-26.3.1964, Kitt Peak), um die Bewegungsabläufe im evolutionären Stadium einer Fleckenentwicklung zu erhalten. Er findet Geschwindigkeitsfelder, die sich genau entgegengesetzt zum Evershed-Effekt verhalten: Während der ersten Tage zeigen die meisten Flecken (Durchmesser der Umbren zwischen 1" und 7") eine radiale Einströmung in den photosphärischen Schichten. Die Geschwindigkeiten scheinen bei kleineren Objekten größer zu sein. Die gleiche Gruppe zeigt zwei Tage später den normalen Evershed-Effekt. Ähnliche Ergebnisse erhält Bumba (1967) für eine sich nicht weiter entwickelnde Gruppe, in der aber dauernd (durch Umschichtung der bestehenden Felder?) Poren neu gebildet werden bzw verschwinden. Die Zahl der Poren mit keiner oder nur geringer Einströmung scheint hier größer zu sein, was die Vermutung nahelegt, daß zwischen dem Alter der Felder und der Einströmung ein direkter Zusammenhang besteht. In chromosphärischen Linien beobachtet Bumba (1967) ein schwaches Absorptionselement, das von einem hellen Emissionspunkt(in der Linienmitte) zu dem randnäheren Fleck reicht (Rotverschiebungen, die Geschwindigkeiten bis zu 14km/sec entsprechen).

Bappu et al (1968), die ebenfalls das frühe Fleckenstadium beobachtet haben, machen über Geschwindigkeitsfelder keine Aussagen. Gopasyuks Ergebnisse, aus Messungen an sich entwickelnden Flecken gewonnen, deuten in Bumbas Richtung, Es treten Radialgeschwindigkeiten auf, die auf eine Einströmung in den Entstehungsgebieten hinweisen. Das Gebiet maximaler Abströmung liegt in der Nähe des Flecks, von dem es sich aber nach der Entstehung immer weiter entfernt (Gopasyuk, 1967a,1967b).

Die Kenntnisse über die Entwicklung der Geschwindigkeitsfelder von Flecken vor ihrem Eintritt in die stabile Phase, wie sie hier zusammengefaßt wurden, sind bislang recht unvollständig. Bumbas (1967) Messungen stützen sich auf nur einen Tag einer neuen Entwicklung, und es fehlen die dazugehörigen Magnetogramme. Bei Gopasyuk (1967a,1967b) stört die geringe räumliche und zeitliche Auflösung. Es war daher eins der Ziele des durchgeführten Beobachtungsprogramms, die Entwicklung der Geschwindigkeitsfelder an verschiedenen sich neu formierenden Flecken über mehrere Tage zu beobachten. Mittels einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung sollte es möglich werden, die Änderungen des großräumigen Geschwindigkeitsfelds zu studieren. Vergleiche mit stärkeren Fackelgebieten sollten auf Gemeinsamkeiten in der ersten Entwicklungsphase hinweisen, sollten darüberhinaus aber auch die Entscheidung ermöglichen, ob die Bildung eines Flecks aus der Dynamik der Ursprungsfackel schon vor seinem Erscheinen zu erkennen ist. Weiterhin sollte untersucht werden, ob dynamische Unterschiede zwischen starken Fackelfeldern bestehen, in denen sich Poren einerseits durch das Hervorbrechen neuen Flusses bilden oder aber durch die Umschichtung der alten Felder entstehen.

4.2 Magnetfelder

Auf Grund der Modelle, die zur Erklärung des solaren Zyklus entwickelt wurden, entstehen Magnetfelder an der Oberfläche der Sonne entweder durch das Aufsteigen magnetischer Flußröhren auf Grund ihres magnetischen Drucks oder durch den konvektiven Transport von Feldfragmenten, die von größeren, in tieferen Schichten liegenden Feldschläuchen abgerissen sein könnten. Felder, die nicht unmittelbar durch diesen Mechanismus entstanden sind, erklären sich als dissipative Überbleibsel der Ursprungsfelder. Haben die Magnetfelder eine gewisse Mindestfeldstärke (ca 400G), so wird (nach den heutigen Vorstellungen) die normale Konvektion von ihnen unterbunden und es entstehen Poren bzw Sonnenflecken. Auf Grund von

Sonnenfleckenbeobachtungen im Integrallicht konnte man sich daher schon vor den eigentlichen Magnetfeldmessungen ein Bild von der zeitlichen Entwicklung eines Magnetfelds machen.
Mit Hilfe neuer Meßtechniken fand man im Laufe der Zeit auch Magnetfelder, die auf Grund ihrer geringen Feldstärke zu keiner Unterdrückung der Konvektion führen, die also im Weißlicht nicht mehr beobachtet werden können. Jedoch gelang es mit Hilfe von Spektroheliogrammen, solche Felder nachzuweisen (vor allem in der Linie $Ca^{+}K$). Demgemäß wurden im Prinzip zwei Techniken angewandt, um die zeitliche Entwicklung fleckenfreier Magnetfelder und um die Entstehung von Fleckenfeldern zu beobachten. Lag der Vorteil der Filtergramme in der Möglichkeit hoher zeitlicher und zumeist auch räumlicher Auflösung, ihr Nachteil in der nur qualitativen Beschreibung, so kehrten sich diese Verhältnisse beim Babcock-Magnetographen genau um. Es gelang nur durch Zufall, die Entwicklung von Magnetfeldern bis zum Stadium der Fleckenbildung mit großer räumlicher Auflösung zu beobachten.
Die erste Untersuchung dieses Komplexes, die von Bumba et al (1965) durchgeführt wurde, basierte auf einem Material, das aus eben diesen Gründen bezüglich der Auflösung einen Kompromiß darstellt. Tägliche Magnetogramme der ganzen Sonne mit geringer räumlicher Auflösung (23"x23") dienten ihnen in Verbindung mit CaK- und H_{α}-spektroheliogrammen zum Studium der Magnetfeldentwicklungen, die zur Bildung von Fleckengruppen führten. Obwohl sie mit dieser Analyse weder quantitative Aussagen machen konnten noch die wirklichen Vorgänge direkt vor der Fleckenentwicklung untersuchen konnten, fanden sie einige wesentliche großräumige Charakteristika, auf die sich auch heute noch unsere Kenntnis von den Vorgängen stützt. Stets findet eine neue Entwicklung innerhalb bzw dicht bei solchen Gebieten statt, in denen ältere Felder vorhanden sind; die neue Aktivität bildet sich in dem Teil aus, dessen Feld die p-Poalrität besitzt. Das Auftreten der Aktivität ist allerdings in keinem der untersuchten Fälle auf eine Verstärkung der alten Felder zurückzuführen; diese behalten vielmehr während der Entwicklung im Wesent-

lichen ihre Struktur bei. Neue Magnetfeldröhren brechen durch die Oberfläche und bilden ein bipolares Gebiet. Hierbei entstehen die Poren immer an den Rändern der Supergranulen, also dort, wo sich schon größere Feldkonzentrationen durch die Supergranulationsströmung angesammelt haben. Nach der Fleckenbildung wächst das Fackelfeld, und die Ca-Emission scheint sich über das ganze Supergranulationsgebiet auszubreiten. Führt die Entstehung zu einer komplexen Gruppe, so wird in der Nähe der neutralen Linie neuer magnetischer Fluß beobachtet, durch den die zwischen den Hauptflecken liegenden Poren gebildet werden (nach ca 2 Tagen). Die danach ablaufende Fleckenentwicklung ist durch die visuellen Fleckenbeobachtungen bekannt.

Die zahlreichen Fragen, die diese Untersuchung entweder offen ließ oder aber neu stellte, sind in der Folgezeit durch die Arbeiten von Bappu et al (1968), Gopasyuk (1967) und Wiehr (1970) auf magnetographischen Wege zu beantworten versucht worden. Daß diese Antworten nicht befriedigend ausfielen, lag einerseits wiederum an der zu geringen Auflösung (Bappu et al verwandten eine Eintrittsöffnung von 18"x1.8" und eine Zeitkonstante von 5 sec bei der Registriergeschwindigkeit 2"/sec; der zeitliche Abstand der Magnetogramme betrug einen Tag), andererseits an den zu spät einsetzenden Beobachtungen von Wiehr - die Poren hatten sich bereits gebildet. Auch vermißt man in beiden Fällen die zur Interpretation sehr aufschlußreichen Dopplergramme. Der Fortschritt gegenüber Bumba et al (1965) lag vor allem in realistischeren Feldstärkemessungen, in der Möglichkeit, magnetischen Fluß zu bestimmen, und in der Konzentration auf eine Entwicklungsserie, in der zahlreiche Details studiert werden konnten.

Bappu et al (1968) beobachteten ein Aktivitätszentrum, das sich an der Grenze eines alten bipolaren Gebiets herausbildete. Schon drei Tage vor dem ersten Auftreten von Poren erscheint das neue Magnetfeld in der Photosphäre. Es ist durch eine komplexe, multipolare Struktur gekenn-

zeichnet, und seine Stärke übertrifft die des alten Hintergrundfeldes um das Dreifache. In der Nähe der magnetischen Hügel (longitudinal), in denen sich später die Flecken entwickeln werden, befinden sich Felder entgegengesetzter Polarität. Gleichzeitig mit diesen magnetischen Hügeln treten helle Ca-Netzwerkstrukturen auf, die sich in den kommenden Tagen verstärken und in Form von hellen Filamenten entlang der Supergranulenränder ausbreiten. Auch entlang einer Supergranule zeigt das longitudinale Feld eine recht komplexe Struktur; entgegengesetzte Polaritäten können sowohl an gegenüberliegenden Rändern als auch in einem Emissionspunkt auftreten. Im Laufe der Entwicklung bewegen sich die magnetischen Hügel entlang der Supergranulenränder. Die Flecken entstehen später nicht unbedingt an den Stellen, an denen die Hügel zum ersten Mal auftraten. - Die Differenz der magnetischen Flüsse beider Polaritäten, die zu Beginn der Entstehung bei $1 \cdot 10^{20}$Mx lag, wird nach dem ersten Auftreten von Poren deutlich größer ($9 \cdot 10^{20}$Mx). Die gesamte Entwicklung vollzieht sich vom following zum leading Teil. - Die Messungen des transversalen Magnetfeldes, das die longitudinalen magnetischen Hügel zu verbinden scheint und im Bereich der neutralen Linie maximale Feldstärken erreicht, die jedoch sofort nach der Fleckenentstehung zurückgehen, lassen sich durch das Aufsteigen von Flußröhren aus subphotosphärischen Schichten deuten.

Sowohl die Beobachtungen des Transversalfeldes als auch die Wanderung der magnetischen Hügel entlang der Supergranulationsränder lassen Bappu et al (1968) an der umfassenden Rolle zweifeln, die Leighton et al (1962) und Bumba et al (1965) in der Supergranulationswirkung bei Fleckenentstehung sehen. Sie glauben vielmehr, daß die Supergranulationsbewegung lediglich das Aufsteigen des Magnetfeldes in höhere Schichten der Atmosphäre bewirkt.

Das Material von Wiehr (1970) erlaubt weder Schlüsse über das Ca-Netzwerk noch über das Vorfleckstadium. Im Gegensatz zu den eben besprochenen Beobachtungen konzentrieren

sich diese Messungen auf einen Zeitraum von 30 Stunden, der durch 6 Magnetfeldregistrierungen belegt ist und somit eine zeitlich gut aufgelöste Studie der sich schnell entwickelnden Gruppe erlaubt. Wenn hierbei auch auf feinere Detailuntersuchungen verzichtet wurde, so können doch zwei prinzipielle Entwicklungstendenzen abgelesen werden. Zu Beginn der ersten Messung - im integrierten Licht sind 5 Poren zu erkennen- weist das Magnetfeld eine recht komplexe Struktur auf: 4 Feldgebiete entgegengesetzter Polarität liegen noch scheinbar ungeordnet dicht nebeneinander. Im Laufe der Entwicklung bilden sich zwei Zentren heraus, deren Feldstärke parallel anwächst. Im gleichen Maß steigt der magnetische Fluß dieses Gebiets, während die von dem niedrigsten Isogaußniveau umschlossene Fläche nahezu konstant bleibt. Auch hier kann also auf austretende Flußröhren geschlossen werden. Diese Entwicklung scheint nach der letzten Messung noch nicht abgeschlossen zu sein. Gleichzeitig mit der Verstärkung der beiden Zentren, die sich dabei auch flächenmäßig ausdehnen, vereinfacht sich die Magnetfeldstruktur der äußeren Gebiete. Ungeklärt ist, ob sie dabei von entgegengesetzten Feldern ninilliert werden oder in das Zentrum hineinwandern. Obwohl die Flußdifferenz nicht bestimmt wurde, scheint sie auch hier in dem Zentralgebiet nicht unerheblich zu sein.

Charakteristisch für diese Entwicklung ist also einmal der ausbrechende Magnetfluß, zum anderen die auch von Gopasyuk (1967a) beobachtete Tendenz, daß die Fleckenbildung neben einem Anwachsen der Feldstärke im Zentrum von einer Expansion des Feldes in Zentrumsnähe und einer Kontraktion an der Peripherie begleitet ist. Für den weiteren Verlauf einer Entwicklung findet Gopasyuk (1967a) eine Expansion des Gesamtfeldes, die allerdings am Rand schneller als im Zentrum vor sich geht. Verschwindet der Fleck, so tritt eine Feldteilung ein.

Von Interesse scheint die Detailbeobachtung (Wiehr,1970) einer expandierenden Pore, die im Laufe der Entwicklung ihre ursprüngliche Polarität verliert, bipolar wird und letztlich ein Magnetfeld der entgegengesetzten Polarität besitzt.

Bezüglich einer hohen zeitlichen Auflösung scheinen photographische oder Videomagnetogramme eine immer bedeutendere Rolle zu spielen. In Aufnahmen von Vrabec (1971) treten kleinste Strukturen wie magnetische Knoten deutlich hervor, und mittels dichter Zeitfolgen kann man die Wanderung dieser Elemente gut erkennen. Sowohl Vrabec (1971) wie auch Schoolman (1972) sehen eine Strömung solcher "Moving Magnetic Features" (MMF), die am Rand der Penumbra entstehen und in der Photosphäre zu dem umgebenden Netzwerk wandern. Der Ursprung dieser Elemente, in denen hohe Magnetfeldkonzentrationen (10^{18}Mx) beider Polaritäten vorliegen (Harvey et al,1972), wird von Sheeley (1972) mit der Supergranulationsströmung in Zusammenhang gebracht.

Bisher wurden mit Hilfe dieser Technik nur gut ausgebildete Fleckengruppen untersucht. Da es sich hierbei um recht stabile Konfigurationen handelt, ist es nicht verwunderlich, daß sich zu keiner Zeit dramatische Veränderungen der Feldstruktur ergeben (Schatz,1971). Schatz (1971) führt langsame Veränderungen auf 5 Entwicklungsgrundarten zurück, von denen zumindest drei (Einlagerung einer Polarität in eine andere, Verschwinden oder Auftauchen nur einer Polarität, Verschwinden einer Polarität und Auftauchen der anderen) im Augenblick nicht recht erklärbar sind.Auf entsprechende Vorgänge sollte bei dieser Untersuchung geachtet werden. Wie Sheeley (1968) findet auch Schatz (1971) keinerlei Andeutung von direkter "Feldvernichtung", bei der sich zwei Elemente entgegengesetzter Polarität treffen und vernichten. Daher sollten auch solche Fälle unter Beachtung der zwei verschiedenen neutralen Linien (Pseudo-neutral: über solche Linien laufen die Feldlinien von einer zur anderen Polarität; neutral: hier stoßen die Elemente entgegengesetzter Polarität direkt aufeinander (Frazier,1972b)) im Rahmen der gegebenen Möglichkeiten untersucht werden.

An die Seite der magnetographischen Messungen sind im Zusammenhang mit der Fleckenentwicklung und dem Ausbrechen von neuen Flußröhren die Filtergramme in chromosphärischen

Linien getreten. Schon aus dem Ca-Netzwerk läßt sich die Struktur des longitudinalen Magnetfelds recht genau ablesen. Geeigneter für das Studium der transversalen Feldstruktur, rascher Magnetfeldänderungen und deren Interpretation scheinen H_α-Filtergramme zu sein. Wenn auch die Verwendung solcher Filtergramme als chromosphärischer Magnetograph in der von Veeder et al (1970) vorgeschlagenen Weise kritisch betrachtet werden muß (Frazier,1972a), so existieren doch verschiedene, in H_α gut sichtbare Strukturen wie z.B. Filamente u.ä., die zu bestimmten photosphärischen Magnetfeldstrukturen in enger Beziehung stehen. Für die Entwicklung von aktiven Gebieten haben sich die von Bruzek (1967,1969) entdeckten Arch Filament Systeme (AFS) als wichtig erwiesen. Weart (1970b) findet auf Grund einer Untersuchung an 100 AFS, daß jeder Aktivität ein ungewöhnlicher Intensitätsanstieg in H_α vorangeht, wobei das betroffene Gebiet von dunklen, parallelen Arches gekreuzt wird. Auch der Vergrößerung bereits bestehender Gruppen gehen solche AFS voran. Gleiche Beobachtungsergebnisse gewannen Martres et al (1972), die solche Systeme kurz vor Porenentstehungen und während der Entwicklung aktiver Gruppen fanden. Bruzek (1967) beschreibt die AFS als Absorptionsgebilde mit einer Gesamtlänge von ca 30000 km und einer Breite von 20000 km. Die Lebensdauer eines solchen Systems, das aus kleinen Filamenten zusammengesetzt ist (Filamentbreite: 2000 km, Filamentlebensdauer: 30 min), kann bis zu drei Tagen betragen. Ein AFS verbindet Gebiete mit Magnetfeldern entgegengesetzter Polarität und überbrückt dabei die neutrale Linie. Entlang eines AFS fließt Materie; sie steigt in der Mitte auf (V=10km/sec) und fällt in den Seitenarmen des Systems nach unten (V=50km/sec). Bruzek (1969) vermutet, daß ein AFS eng mit aufsteigenden Magnetfeldlinien verbunden ist. Er nimmt an, daß die Feldlinien zwischen den Gebieten entgegengesetzter Polarität aufsteigen, dabei Materie mitnehmen und diese zur Photosphäre zurückfließt, wenn die Inklination der Feldlinien zu steil wird. In diesem Moment werden die Filamente sichtbar, und infolge

vieler aufsteigender Feldlinien bzw Flußröhren bilden sie ein ganzes System. Ein Filament verschwindet, sobald alle Materie zur Photosphäre zurückgeflossen ist.

Auf Grund dieser Vorstellungen und der Beobachtungen sieht Weart (1970b) einen ursächlichen Zusammenhang zwischen der Bildung eines Aktivitätsgebiets und dem Auftreten von AFS. Durch die aus subphotosphärischen Schichten aufsteigenden Flußröhren bilden sich AFS und aktive Gebiete. Fragwürdig für ihn ist in diesem Zusammenhang die lange Lebensdauer der AFS, derzufolge ein kritischer Feldstärkewert - von Parkers (1955) Theorie gefordert - bei weitem überschritten würde. Auch die Neigung der jungen AFS gegenüber dem Äquator führt zu ungeklärten Fragen. Weart (1972) unterscheidet hierbei zwei Gruppen; AFS mit richtiger Neigung (der p-Teil liegt näher am Äquator) und solche mit falscher Neigung. Beide können sich in den ersten Stunden bis zu 20°/h drehen, wobei ihre Drehrichtung entgegengesetzt ist und kein System der einen Gruppe in eines der anderen überwechselt. Charakteristisch für die mit der richtig geneigten AFS versehenen Gruppe ist, daß sie sich meist im Laufe der Entwicklung vergrößert, während diejenigen Aktivitäten, deren Anfangsstadium durch ein AFS mit falscher Neigung gekennzeichnet war, sich nicht weiter entwickeln. Den Grund der Rotation, die sich zu schnell vollzieht, als daß sie allein durch Coriolis-Kräfte oder durch Konvektion erklärt werden könnte, vermutet Weart (1970, 1972) in einer Verdrehung (twist) der aufsteigenden Feldröhren. Bei einer zufälligen Verteilung dieser Verdrehungen könnte es zur Ausbildung von zwei Gruppen kommen. In jungen Gebieten mit einer falschen Orientierung von p- zu f-Teil kompensieren neu aufsteigende Flußröhren mit annähernd richtiger Neigung den vorhandenen Fluß.

Die Verbindung zwischen chromosphärischen Filtergrammen und photosphärischen Magnetogrammen versuchte Frazier (1972b) unter besonderer Berücksichtigung der magnetischen Struktur eines AFS herzustellen. Klar treten auch hier die AFS als Verbindungen zwischen An-

sammlungen von Feldern entgegengesetzter Polaritäten zu Tage. Die Fußpunkte einzelner Filamente können jedoch nicht, wie vermutet wurde, mit magnetischen Knoten identifiziert werden. Frazier (1972b) beobachtet vielmehr, daß magnetische Knoten von den Zentren zu den Rändern der AFS strömen und zwar mit einer Geschwindigkeit, die gut mit der horizontalen Supergranulationsbewegung übereinstimmt. In einem Fall beobachtet er die Bewegung von 21 magnetischen Knoten entlang dreier AFS in einer komplexen, weit entwickelten Gruppe über sechs Stunden. In einem zweiten Fall kann er zwei einzelne Knoten verfolgen, von denen der eine schließlich ein AFS hervorruft. Eindeutig ist diese Neubildung aus den Aufnahmen allerdings nicht zu entnehmen, und so sollte das Modell eines AFS, das Frazier (1972b) auf der Basis dieser Beobachtungen entwickelt, mit Vorbehalten betrachtet werden. Er nimmt an, daß in einer ersten Entwicklungsphase die Supergranulationsströmung magnetische Feldlinien an die Oberfläche bringt; deren Fußpunkte werden in ca 4-6 Stunden zu den Supergranulationsrändern transportiert. Noch liegen die Arch Filamente dicht über der Photosphäre, und erst, wenn die Fußpunkte (die magnetischen Knoten) sich an den Rändern zusammenschließen, steigen die Filamente schnell auf, wobei sie Materie mitnehmen (2.Phase). Man könnte freilich die Wanderung der magnetischen Knoten auch als den ganz normalen Vorgang innerhalb einer Fleckengruppe ansehen, wie es die oben besprochenen Arbeiten u.a. von Vrabec (1971) nahelegen. Da bei diesen Beobachtungen keine AFS registriert wurden, wäre der von Frazier gefundene Zusammenhang kein ursächlicher in dem Sinn, daß erst durch die Wanderung und die Zusammenlagerung von magnetischen Knoten AFS entstehen. - Frazier (1972b) selbst verweist auch auf den Widerspruch zwischen seinem Modell und den Beobachtungen von Martres et al (1972), bei denen AFS zum Teil bereits vor Porenbildung auftraten. Darüberhinaus beobachtet Vrabec (1971) am Ende eines AFS Feldkonzentrationen, die sich mit der Zeit zu trennen scheinen, also einen direkt entgegengesetzten Vorgang.

Die von Weart (1970b,1972) beobachtete Drehung der

AFS versucht Frazier (1972b) durch neu aufsteigende Flußröhren zu erklären, deren Neigung gegenüber einer subphotosphärischen Hauptflußschleife immer geringer wird. Eine Beobachtungsserie über vier Tage, bei der sich das AFS um nahezu 90° in die Richtung eines zweiten AFS drehte und der Austrittsort des following-Teils im Vergleich zum festen preceding-Teil ebenfalls diese Drehung vollzog, unterstützt diese These. Ungeklärt bleiben hierbei jedoch die AFS, die eine falsche Neigung aufweisen.

In dem hier zu diskutierenden Zusammenhang der Fleckentstehung bleiben diese Beobachtungen und ihre Interpretationen problematisch, da ihnen gut entwickelte, komplexe Gruppen zu Grunde liegen. Frazier (1972b) selbst bezeichnet es als offene Frage, ob der Ausbruch von sehr viel magnetsichem Fluß, wie er zu Beginn einer Entwicklung stattfinden könnte, überhaupt zur Bildung eines AFS führt oder ob er nicht direkt in das Fleckenstadium überleitet. Die Beobachtungen von Martres et al (1972) weisen in diese Richtung.

Überblickt man die relativ wenigen Untersuchungen, denen die Beobachtungen von Fleckenentstehungen zu Grunde liegen, so bietet sich zusammengefaßt folgendes Bild:

Schon Tage vor der eigentlichen Entstehung treten magnetische Hügel in der Nähe von älteren Feldern an den Supergranulationsrändern auf. Entgegengesetzte Polaritäten scheinen hierbei relativ willkürlich bzw ungeordnet über die Ränder verteilt zu sein, was zu einer komplexen Feldkonfiguration führt. Die magnetischen Hügel sind nicht an ihre Entstehungsorte gebunden, sondern sie wandern entlang des Netzwerks, das in diesem Gebiet verstärkt ist. Die Differenz der magnetischen Flüsse in einem Zentralgebiet ist gering, der Gesamtfluß weist keinen merklichen Anstieg auf. Zu Beginn der Porenentstehung können AFS auftreten, deren Neigung gegenüber dem Äquator meist nicht der der späteren Fleckenverbindungslinie entspricht. Gemäß der weiterhin komplexen Feldstruktur führt die Verstärkung von mehreren mag-

netischen Zentren zur Ausbildung mehrerer Poren. Im weiteren Verlauf verstärken sich in der Regel zwei Zentren entgegengesetzter Polarität, wobei die Entwicklung zumeist vom f- zum p-Teil verläuft. Die anderen magnetischen Hügel wachsen mit den Zentren zusammen oder werden von Feldern entgegengesetzter Polarität vernichtet. Die AFS erreichen bei gut entwickelten Gruppen die richtige Neigung durch Rotation. Genauso verhält sich die Verbindungsachse zwischen p- und f-Teil, da der Entstehungsort von zumindest einer Polarität eine ähnliche Bewegung ausführt. Die Feldstärke der Zentralfelder wächst weiter an, und während sie expandieren, kontrahieren die Außenbezirke des Feldes.

Auf Grund der vorliegenden Arbeiten erhebt sich im Wesentlichen eine Frage: Wie gelangt der neue Fluß, der zur Bildung eines Aktivitätszentrums notwendig ist, zur Oberfläche? Nach den älteren Vorstellungen von Parker (1955) bzw Leighton (1964) steigen die Flußröhren auf Grund ihres magnetischen Drucks aus subphotosphärischen Schichten auf, durchbrechen die Photosphäre und unterdrücken dort die Konvektion. Die Beobachtungen der AFS und ihre Deutung durch Bruzek (1969) und Weart (1972) passen sich gut in dieses Bild ein. Demgegenüber wird in den Überlegungen anderer Autoren (Schröter,1971; Frazier,1972b) versucht, den Supergranulationsmechanismus für die Fleckbildung verantwortlich zu machen. Mit der in der Zellenmitte aufsteigenden Materie werden stärkere Feldbündel zur Oberfläche gebracht und an den Supergranulationsrändern konzentriert. Die einzelnen magnetischen Knoten lagern sich zusammen und bewirken bei einer bestimmten Konzentration die Unterdrückung der Konvektion.
Denkbar wäre auch eine Mischung aus beiden Modellen. In einer ersten Phase konzentriert die Supergranulation das Magnetfeld an den Rändern, in einer zweiten brechen die Flußröhren auf Grund des Parker-Mechanismus in den bereits existierenden Feldkonzentrationen durch die Oberfläche.

Es ist eines der Hauptziele dieser Arbeit, Argumente für eine dieser Möglichkeiten zu sammeln. Zwar eignet sich das Material auf Grund der zeitraubenden und verschmierenden Scan-Technik nicht zur Auflösung einzelner magnetischer Knoten, aber die gemeinsame Interpretation von Ca- und H_α-Filtergrammen sowie von Dopplergeschwindigkeiten und Magnetfeldern sollte Schlüsse über den Transport und das Erscheinen von Magnetfeldern ermöglichen.

Hilfreich könnten sich hier auch grundsätzliche Unterschiede auswirken, die eventuell zwischen sogenannten inaktiven und aktiven Fackelgebieten bestehen. Da bislang kaum magnetographische Beobachtungssequenzen von Supergranulen bzw inaktiven Fackelgebieten vorliegen - eine der wenigen Untersuchungen wurde von Smithson (1972) durchgeführt: er beobachtete, daß Feldkonzentrationen nach einer mittleren Lebensdauer von 3-4 Tagen einen äußerst aktiven Zerfall durchmachen, bei denen die Felder während einer Stunde noch über 20" transportiert werden -, sollten hierbei auch generelle Erfahrungen über die Magnetfeldänderung in solchen Gebieten gewonnen werden.

5. Beobachtungsergebnisse

5.1 Auswertung der Registrierungen

Die registrierten Geschwindigkeits- und Magnetfeldsignale wurden mit Hilfe der bekannten Scanmuster in die Dopplergramme bzw Magnetogramme umgewandelt. Die Zuordnung der photosphärischen Felder zu den chromosphärischen Strukturen gelang mit Hilfe der Ca- bzw H_α-Spaltbilder.

Die Isogaußniveaus und deren Abstände wurden dem Rauschen und den horizontalen Magnetfeldgradienten angepaßt. Die Isogaußniveaus reichten von 35G bzw 70G bis zu 420G, und ihr Abstand betrug 35G bzw 70G für die tiefsten, 140G für die höheren Niveaus. Die Auswertung lieferte nach der Division durch die Intensität direkt die gesuchte Magnetfeldstruktur. Die Feldstärken waren noch wegen der

verschiedenen Effekte (s.3.2) zu korrigieren.
Um den horizontalen Feldgradienten in einem Zentralgebiet zu bestimmen, wurde die zentrale Feldstärke durch den Abstand zwischen Zentrum und tiefster zentrumsnächster Isogaußlinie dividiert.
Die Lage der Hauptzentren eines Gebiets ergab die Orientierung und den Abstand zwischen p- und f-Teil. Die Orientierung α ist in Grad angegeben; $0^\circ<\alpha<180^\circ$ bedeutet richtige Orientierung (p-Teil im Westen und näher am Äquator).
Zur Zeit der Beobachtungen entspricht auf der Nordhalbkugel die negative (Süd-) der p-Polarität. Bei der Bestimmung des Abstands wurde die Lage der Gruppen auf der Sonnenscheibe nicht berücksichtigt.
Aus den Magnetogrammen wurde mit Hilfe eines Planimeters der magnetische Fluß Φ' ($\Phi'=\int\int|H|\cdot\cos\gamma\cdot df$) bestimmt. Bei longitudinalen Feldern führen perspektivische Effekte zu Fehlern im magnetischen Fluß, wenn die betrachteten Felder außerhalb der Sonnenmitte liegen. Da es jedoch nur auf die Größenordnungen von Flußänderungen ankommt, ist ein Vergleich auch für unterschiedliche θ-Stellen erlaubt ($\cos\theta>0.5$). Um die Änderungen der Flüsse auch dann betrachten zu können, wenn das Gesamtgebiet nur teilweise erfaßt ist, wurden zusätzlich die Flüsse in einem kleinen Zentralgebiet definierter Fläche und Lage (bez. der p- und f-Zentren) ermittelt. Die Flußdifferenzen, die wegen der unterschiedlichen Verteilung von p- und f-Feldern in den beobachteten Kerngebieten einer Fackel auftreten, wurden im Verhältnis zum Gesamtfluß für Zentral- und Gesamtgebiet bestimmt ($\Delta\Phi/\Phi_g$).
Um die Strukturänderungen des Feldes auch quantitativ erfassen zu können und nicht nur auf Beschreibungen wie "Expansion des Zentrums" u.ä. angewiesen zu sein, wurden für die p- und f-Teile die Verhältnisse der verschiedenen Isogaußflächen $A_{i,j}$ bestimmt. $A_{i,j}$ bezeichnet das Verhältnis der Flächen, in denen das Magnetfeld größer als i G bzw größer als j G ist ($A_{i,j}= F\{H>i\}/F\{H>j\}$). Auch diese Werte wurden teilweise sowohl für das Gesamtgebiet als auch für ein Zentralgebiet bestimmt.

Im Gegensatz zu den $A_{i,j}$ waren auch die gemessenen Flüsse Φ' noch mit den entsprechenden Korrekturfaktoren zu multiplizieren, um die wahren Flüsse Φ zu erhalten.
In einer ersten Reduktion wurde jede Registrierung vollständig und unabhängig von den anderen ausgewertet. Bei den inaktiven Fackeln stellte sich heraus, daß die tägliche Veränderung der Feldstruktur vernachlässigbar gegenüber der Gesamtentwicklung ist. Daher wurde zum Studium der Entwicklungen inaktiver Fackeln für jeden Tag nur ein spezifisches Magnetogramm (mit dem entsprechenden Bildmaterial und dem Dopplergramm) verwendet. - Da bei den aktiven Gebieten größere Veränderungen im Zeitraum von wenigen Stunden stattfinden können, wurden hier alle Magnetogramme und Dopplergramme zur Analyse der Entwicklung verwendet. Zudem wurde für das genauere Studium von jeder Registrierung ein Detailmagnetogramm (-dopplergramm) des sich entwickelnden Zentrums angefertigt. Diese wurden unabhängig von den zuerst gewonnenen Gesamtmagnetogrammen aus den Originalregistrierungen erstellt. Durch Berücksichtigung auch kleinster Strukturen brauchen daher zwei Magnetogramme eines Teilgebiets nicht identisch zu sein.

Die Reduktion der Geschwindigkeitssignale, die mit Hilfe der Sonnenrotation - bei ausgeschaltetem Dopplerkompensator - geeicht wurden, war auf Grund der störenden Oszillationsbewegung nicht ganz problemlos. Die wiederholten Messungen der Geschwindigkeit in einem Punkt der Photosphäre mit geeigneter zeitlicher Trennung (Frazier, 1970) verbot sich auf Grund der gewünschten zeitlichen Auflösung. Die Oszillationsbeiträge mußten daher nachträglich eliminiert werden. - Durch die Beschränkung auf Geschwindigkeiten über $\pm$200 m/sec sollten die oszillierenden Elemente sich nur noch in den extremen Phasenlagen bemerkbar machen. Darüberhinaus wurden bei der Reduktion lediglich größere Gebiete (10"x10", das entspricht einer Scanzeit von minimal 4 Minuten bei einer 2"-Auflösung), in denen nur eine Geschwindigkeitsrichtung festgestellt werden konnte, berücksichtigt.
Damit war in den großräumigen 2"-,4"-Dopplergrammen der

Oszillationsbeitrag eliminiert. Gleichzeitig bleiben dadurch jedoch auch alle anderen kleinräumigen Materieströmungen unberücksichtigt; eventuell gehen also auch wesentliche Beiträge zum Supergranulationsströmungsfeld verloren, das - wie Frazier (1970) zeigte - in räumlich begrenzten Gebieten der Zellen konzentriert ist.
In den 8"-Dopplergrammen können die Oszillationen mit dieser Methode nicht hinreichend beseitigt werden, da die Registrierung eines 16"x16" großen Gebiets in maximal 2 Minuten erfolgte. Es ist jedoch wahrscheinlich, daß in solch großen Öffnungen eine Verschmierung über verschiedene Oszillationsgebiete erfolgt. Die Berücksichtigung von lediglich größeren Geschwindigkeiten sollte daher ausreichen, um die Oszillationsbeiträge zu eliminieren.
Die Nullinie des Geschwindigkeitssignals, das ja nur unter größerem Aufwand absolut gemessen werden kann, wurde durch Mittelung über hinreichend lange Registrierabschnitte festgelegt. Positive Geschwindigkeiten bedeuten aufsteigende Materie.
Die Auswertungsprozedur in Gesamt- und Detaildopplergramme entspricht der oben für die Magnetogramme geschilderten. Für ein Detaildopplergramm wurde jedes Signal, das Geschwindigkeiten über $\pm$100 m/sec entsprach, berücksichtigt und zwar unabhängig von der Größe des Gebiets. Der Einfluß der Oszillationsbewegungen wurde also in Kauf genommen, um eventuell kleinste Strömungsgebiete entdecken zu können.

Neben dem direkten Vergleich zwischen photosphärischen Mangetfeld- und chromosphärischen Ca-Strukturen wurden von den Ca-Bildern Zeichnungen angefertigt, die das Studium der Änderungen im Ca-Netzwerk - insbesondere der Supergranulen - ermöglichen sollten. Nach dem gleichen Verfahren wurden die AFS in H_α- und Ca-Bildern untersucht.

Die Zeitangaben beziehen sich auf MEZ.

5.2 Präsentation der Daten

Um eine einprägsame Übersicht über die verschiedenen Beobachtungssequenzen zu gewährleisten, wurde auf eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Feldparameter- und Feldstrukturänderungen weitgehend verzichtet. Stattdessen wurde das wichtigste Material in Tabellen zusammengestellt. Bei dieser Verknappung der Daten geht ein größerer Teil der Informationen - besonders die nur schwer zu tabellisierenden strukturellen Veränderungen - verloren. Aus diesem Grunde sind im Anhang für jede Beobachtungssequenz tägliche Magnetogramme, Dopplergramme und Ca-Spaltbilder wiedergegeben. Für die aktiven Gebiete sind darüberhinaus verschiedene Detailmagnetogramme (-dopplergramme) beigefügt, aus denen der zentrale Entwicklungsablauf entnommen werden kann. Für typische bzw besonders interessante Vorgänge, auf denen die anschließende Diskussion zum Teil aufbaut, enthält der Anhang (zwei) Detailbeschreibungen, die zugleich den Informationsreichtum des Materials erkennen lassen.
Die Wiedergabe einer Gebietsentwicklung besteht aus einem kurzen Überblick und aus Tabellen, in denen für die jeweilige Beobachtung charakteristische Werte zusammengefaßt sind. Die Seiten 65/66 enthalten in der Mitte die symbolische Schreibweise der Einführung und der Tabellen; die Symbole sind unten näher erläutert. Um eine Orientierung zu erleichtern, befinden sich an den Rändern der Seiten 65/66 "maßstabsgerecht" die Bedeutungen der Zahlen bzw Buchstaben. Durch Anlegen des jeweiligen Seitenrandes an die entsprechende Tabellenzeile können die Tabellen gelesen werden. Hierbei befinden sich an dem oberen Rand der Seiten 65/66 die Erläuterungen zu der 1.Zeile; durch Drehender Seite um jeweils 90° im Uhrzeigersinn findet man die Erklärungen der Zeilen 2,3 und 4.

Einführung

1.Zeile $\quad a(da,{}^{E}_{d},n) - v(da,{}^{W}_{d},n)\ {}^{N}_{S}$

$a(da,{}^{E}_{d},n)$ Erscheinungsdatum, -ort (Ostrand,Scheibe) des Gebiets sowie Fackelanzahl

${}^{N}_{S}$ Hemisphäre des Gebiets (Nord/Süd)

$v(da,{}^{W}_{d},n)$ Datum,Ort (Westrand,Scheibe) des verschwindenden Gebiets sowie Fackelanzahl

Das Datum ist hier voll ausgeschrieben; in den folgenden Zeilen steht jeweils nur der Monatstag.

2.Zeile $so(da,n)f_t({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})f^{a,i}_{j}({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})f^{a,i}_{k}({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})..eo(da,n)$

$so(da,n)$ Datum des Beobachtungsbeginns; Fackelanzahl

$f_t({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})$ Monopolarität (p oder f) oder Bipolarität der Gesamtfackel mit richtiger (r) oder falscher (w) Orientierung der p- und f-Teile (entfällt bei Monopolarität)

$f^{a,i}_{j}({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})$ Monopolarität (p oder f) oder Bipolarität der j-ten aktiven (a) oder inaktiven (i) Teilfackel mit richtiger oder falscher Orientierung

$f^{a,i}_{k}({}^{m}_{b}p,f/{}^{r}_{w})$ desgl. für die k-te Teilfackel

$eo(da,n)$ Datum des Beobachtungsendes; Fackelanzahl

3.Zeile $b(da)a(da)f^{a,i}_{j}:ap(da,n)af(da,m)-vp(da)vf(da)/f^{a,i}_{k}:..$

$b(da)$ Datum einer merklichen Gebietsvergrößerung

$a(da)$ Porenerscheinungsdatum (aus Routinebeobachtungen (Freiburg,Rom))

$f^{a,i}_{j}:ap(da,n)af(da,m)$ Erscheinungsdatum (beobachtet) von n p-Poren, m f-Poren in der j-ten Teilfackel

$f^{a,i}_{j}..vp(da)vf(da)$ Datum des Verschwindens der letzten p-Pore bzw der letzten f-Pore in der j-ten Teilfackel; falls nicht beobachtet:no

$f^{a,i}_{k}:ap(da,n)af(da,m)-..$ desgl. für die k-te Teilfackel

4.Zeile $f^{a,i}_{j}:m(da)\Delta\Phi/f^{a,i}_{k}:m(da)\Delta\Phi$ - Tk/Dm/dn

$f^{a,i}_{j}:m(da)\Delta\Phi$ Datum der maximalen Ausdehnung der j-ten Teilfackel;Flußsteigerung in einem Zentralgebiet (wenn möglich), in % des Gesamtflusses vom ersten Tag

$f^{a,i}_{k}:m(da)\Delta\Phi$ desgl. für die k-te Teilfackel

Tk/Dm/dn Gesamtmagnetogramme (-dopplergramme,Spaltbilder) im Anhang Abb.Ak
Detailmagnetogramme (...) im Anhang Abb.Am
Detailbeschreibungen im Anhang Seite n

Tabellen

Die Tabellen bestehen aus vier Zeilen (Magnetfeld, Geschwindigkeitsfeld, Kontinuumsintensität und H_{α}-Strukturen, Ca-Strukturen) zu je fünf Spalten. Die erste Spalte enthält

die Anzahl der magnetischen Hügel und die mit ihnen verbundenen Details des Intensitäts- und Ca-Feldes. Die zweite Spalte enthält die charakteristischen Werte der beiden Hauptzentren. In der vierten und dritten Spalte ist das Gesamtgebiet beschrieben. Die fünfte Spalte enthält Hinweise auf AFS. Sind die verschiedenen Felder doppelzeilig beschrieben, so befinden sich in der oberen Zeile die Charakteristika des p-Feldes, in der unteren die des f-Feldes.Jedem einzelnen Tabellenfeld entspricht ein Matrixelement (m,n).

m=1 Magnetfeld

(1,1) $N_p(N_{sp},N_{sp}^{so})N_f(N_{sf},N_{sf}^{so})N$

$N_p(N_{sp},N_{sp}^{so})$ Zahl der magnetischen p-Hügel (N_p), die sich seit der letzten Beobachtung nicht verändert haben (N_{sp}), die sich seit Beginn der Beobachtungen nicht verändert haben (N_{sp}^{so})

$N_f(N_{sf},N_{sf}^{so})$ desgl. für die f-Hügel

N Zahl der unabhängigen Einzelfelder

(1,2) $H_p^n(G_p)H_f^n(G_f)d,\alpha$

$H_p^n(G_p)$ Feldstärke,Gradient im p-Zentrum; n: es handelt sich um ein anderes Zentrum als in der letzten Beobachtung

$H_f^n(G_f)$ desgl. für das f-Zentrum

d,α Abstand,Orientierung zwischen p- und f-Zentrum ($0^o<\alpha<180^o$: richtige Orientierung)

(1,3) $\Phi_{pc}(\Phi_{pt})\Phi_{fc}(\Phi_{ft})\Delta\Phi$

$\Phi_{pc}(\Phi_{pt})$ magnetischer Fluß in einem p-Zentralgebiet, im p-Gesamtgebiet (in 10^{20} Mx)

$\Phi_{fc}(\Phi_{ft})$ desgl. für das f-Gebiet

$\Delta\Phi$ Flußdifferenz, wenn möglich im Zentralgebiet : $(\Phi_{pc}-\Phi_{fc})/(\Phi_{pc}+\Phi_{fc})$

(1,4) $A_{pl}^c/A_{pl}^t(A_{ph}^c/A_{ph}^t),A_{fl}^c/A_{fl}^t(A_{fh}^c/A_{fh}^t)$

A_{pl}^c/A_{pl}^t Verhältnis der von den beiden tiefsten Isogaußlinien umschlossenen Flächen im p-Zentral- bzw p-Gesamtgebiet

(A_{ph}^c/A_{ph}^t) Verhältnis der beiden von der höchsten (zumeist 280G) und der tiefsten Isogaußlinie

umschlossenen Flächen im p-Zentral- bzw p-Gesamtgebiet

$A^c_{fl}/A^t_{fl}(A^c_{fh}/A^t_{fh})$ desgl. für das f-Gebiet

(1,5) $s(N_p,N_f)$

s Verstärkung der Felder (+), Konstanz der Felder (-)

(N_p,N_f) Zahl der verstärkten bzw neuen p-(f-)Felder

m=2 Geschwindigkeitsfeld

(2,1) ---

(2,2) V_p,V_f

V_p,V_f zentrale Geschwindigkeiten im p- bzw f-Zentrum

(2,3) ---

(2,4) t,V_H,V_{wH}

t normales (n; sinkende Materie über den mit Magnetfeld bedeckten Gebieten, steigende Materie in magnetfeldfreien Gebieten) bzw anormales Geschwindigkeitsfeld

V_H,V_{wH} Maximalgeschwindigkeiten in Gebieten mit Magnetfeld bzw in magnetfeldfreien Gebieten

(2,5) $V_u,V_d(N_u,N_d)$

V_u,V_d räumlich begrenzt aufsteigende bzw fallende Materie mit den Maximalgeschwindigkeiten V_u bzw V_d (AFS)

(N_u,N_d) Zahl der nach oben (unten) gerichteten Geschwindigkeitsfelder (räumlich begrenzt)

m=3 Kontinuumsintensität und Hα-Strukturen

(3,1) N_p,N_f

N_p,N_f Zahl der magnetischen p- und f-Hügel mit $I_k<0.95\cdot I_{phot}$

(3,2) I_p,I_f

I_p,I_f Kontinuumsintensität in dem p- bzw f-Zentrum

(3,3),(3,4) ---

(3,5) $^nN,l,w,t$

$^nN,l,w,t$ Zahl, Länge, Breite und Lebensdauer der in H_α erkennbaren AFS (n: neues AFS)

m=4 Ca-Strukturen

(4,1) N_p,N_f,N

N_p, N_f	Zahl der Emissionslöcher über den magnetischen p- bzw f-Zentren
N	Zahl der Emissionsflächen
(4,2)	p,f,d,m
p,f	Vorhandensein von Emissionslöchern über dem p- bzw f-Zentrum ( )
d	dominierendes Emissionsloch (p oder f)
m	magnetische Hügel in der Mitte von Supergranulationszellen ( )
(4,3)	$N(N_s, N_s^{so})S$
$N(N_s, N_s^{so})$	Zahl der die Fackel umgebenden Supergranulen (N), die sich seit der letzten Beobachtung nicht verändert haben, (N_s) die sich seit Beginn der Beobachtungen nicht verändert haben. (N_s^{so})
S	Ausprägung der Supergranulen (1: gut, 2: mittel, 3: schlecht)
(4,4)	bn,bp(bc)
bn	verändertes (c) oder stabiles (s) Netzwerk
bp	Konzentration (c) oder Auflösung (d) der periphären Netzwerkstrukturen
(bc)	desgl. der zentralen Netzwerkstrukturen
(4,5)	$^{n}N,l,w,t$
$^{n}N,l,w,t$	Zahl, Länge, Breite und Lebensdauer der in Ca erkennbaren AFS (n: neues AFS)

5.3 Entwicklungen inaktiver Gebiete

1. Mc Math 399

Einführung

a(25.6.71,E,1) - v(5.7.71,W,2) N

so(27) - f_t(b/w)f_1^i(m_p/-) /f_2^i(m_f/-) - eo(3,2)

b(27)a(-) f_t:ap(0,0) af(0,0) - vp(0)vf(0)

f_t:m(30) 20 G1 /D - /d -

27.6.71/11^{00}/f_t

3(/,/)4 -	340 (40)190	/(25) /	-/35(-/ 3) -(0,0)
2(/,/) +	230 (40)100	/(8)(25)	-/20(-/ 0)
0, 0		-200,+200,n	0, 0
0, 0	100,100		0
0, 0,1	-,-,/,-	5(/, /)2	/,/(/) 0

28.6.71/10^{00}/f_1^i

2(2,2)2 -	450 (40) /	/(/) /	-/ -(-/ -) -(0,0)
/(/,/) +	/ (/) /	/(/) /	-/ -(-/ -)
	-, -	- , - ,-	-, -
0, 0	100, /		0
0, /,1	-,-,/,-	0(/, /)3	/,/(/) 0

29.6.71/11^{00}/f_t

3(2,2)2 -	650 (40) /	/(55) /	-/26(-/ 8) -(0,0)
1(0,0) +	460 (60) /	/( )( )	-/ -(-/ -)
	-200, -	-200,+200,n	0, 0
0, 0	100, /		0
0, 0,1	-,-,/,-	6(4, 4)1	s,c(c) 0

1.7.71/ 6^{00}/f_t

1(1,1)5 -	450 (45)190	/(25) /	-/40(-/ 9) -(0,0)
2(2,2) +	450 (45)100	/(5)(20)	-/30(-/10)
	-, -	-, - ,-	-, -
0, 0	100,100		0
0, 0,2	-,-,/,-	5(5, 3)1	s,c(c) 0

2.7.71/ $6^{oo}/f_t$

1(1,1)4 - 450 (45)190 /(14) /		-/20(-/ 0)	-(0,0)	
2(1,1) + 450 (45) 80 /(4)(30)		-/13(-/ 0)		
-200,-200		-200,+200,n	0, 0	
0, 0	100,100		0	
0, 0,2	-,-,/,-	4(4, 3)2	s,d(c)	0

3.7.71/ $6^{oo}/f_t$

2(1,1)3 - 450 (-45)190 /(25) /		-/25(-/ 3)	-(0,0)	
2(2,1) + 450 (65)110 /(23)(90)		-/30(-/ 3)		
0,-200		-200,+200,n	0, 0	
0, 0	100,100		0	
0, 0,1	-,-,/,-	5(4, 2)1	c,c(c)	0

2. Mc Math 486

Einführung

a(23.8.71,E,1) - v(3.9.71,W,2) N

so(27) - f_t(b/r)f_1^i(m_p/-) /f_2^i(m_f/-) - eo(1,2)

b(26)a(-) f_t:ap(28,1) af(30,1) - vp(28)vf(30)

f_t:m(28) 0 G2 /D - /d3

Tabellen

27.8.71/ $8^{oo}/f_t$

3(/,/)2 - 440 (35)150 34(90) 6		98/70(40/15)	-(0,0)	
4(/,/) + 400 (35) 65 30(80)(6)		80/60(40/10)		
0, 0		-200,+200,n	0, 0	
0, 0	100,100		0	
0, 0,2	-,-,/,-	6(/, /)1	/,/(/)	0

28.8.71/ $8^{oo}/f_t$

3(3,3)2 -	370 (35)150	24(61) 22	85/55(10/ 5)	-(0,0)
2(2,2) +	185 (35) 65	15(41)(20)	90/65(0/ 0)	
-300, 0			-300,+200,n	0, 0
0, 0	100,100			0
0, 0,2	-,-,/,-	6(6, 6)1	s,c(d)	0

28.8.71/$13^{oo}/f_t$

3(2,2)4 -	1000 (130)150	24(61) 22	85/55(10/ 5)	-(0,0)
3(2,2) +	720 (100) 65	15(41)(20)	90/65(0/ 0)	
0,-200			-300,+200,n	0, 0
1, 0	94,100			0
0, 0,2	-,-,/,-	7(6, 6)1	s,c(d)	0

29.8.71/ $9^{oo}/f_t$

1(1,1)2 -	880 n(55)160	27(46) 30	-/ -(-/ -)	-(0,0)
2(2,1) +	740 n(140)100	14(41)(5)	-/ -(-/ -)	
-300, 0			-300,+300,n	0, 0
0, 0	100, 98			0
0, 0,2	-,-,/,-	8(5, 4)1	s,c(c)	0

30.8.71/$11^{oo}/f_t$

3(2,1)3 -	590 (35)160	24(55) 20	94/53(17/ 4)	-(0,0)
3(2,1) +	540 (65) 95	16(31)(30)	67/66(9/ 4)	
-300, 0			-300,+300,n	0, 0
0, 0	100,100			0
0, 0,2	-,-,/,-	6(5, 3)2	s,-(-)	0

30.8.71/12^{oo}/f_t

3(3,1)3 -	850 (.50)160	24(55) 20	94/53(17/ 4)	-(0,0)	
3(3,1) +	630 (65) 95	16(31)(30)	67/66(9/ 4)		
	-300, 0		-300,+300,n	0, 0	
0, 1	96, 94			0	
0, 0,2	-,-,/,-	6(6, 3)2	s,-(-)	0	

31.8.71/15^{oo}/f_t

1(1,1)2 -	660 (35)160	16(30) 13	67/41(13/ 5)	-(0,0)	
1(1,1) +	550 (35) 90	12(22)(15)	83/67(0/ 0)		
	-, -		- , -	-, -	
0, 0	100,100			0	
0, 0,2	-,-,/,-	6(5, 3)1	c,c(d)	0	

1.9.71/12^{oo}/f_t

1(1,1)2 -	800 (-) -	-(-) -	-/ -(-/ -)	/(-,-)	
1(1,1) +	470 (-) -	-(-)(-)	-/ -(-/ -)		
	-, -		- , -	-, -	
0, 0	100,100			0	
-, -,-	/,/,/,/	-(-, -)-	-,-(-)	-	

3. Mc Math 509

Einführung

a(8.9.71,E,1) - v(20.9.71,W,1) N

so(13) - f_t(b/r)f_1^i(m_f/-) - eo(15,2)

b(12)a(-) f_1^i:ap(-,0) af(-,0) - vp(-)vf(-)

f_1^i:m(14) 0 G3 /D - /d -

13.9.71/13^{oo}/f_1^i

0(/,/)9 -	-	(-) -	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
9(/,/) +	590	(100) -	-(13)(100)	-/35(-/ 5)	
	-,-200			-200,+200,n	0, 0
-, 0	-,100				0
-, 0,6	/,-,/,-		7(/, /)1	/,/(/)	0

14.9.71/14^{oo}/f_1^i

0(/,/)7 -	-	(-) -	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
5(3,3) +	380	(90) -	-(11)(100)	-/40(-/ 0)	
	-, -			-, - ,-	-, -
-, 0	-,100				0
-, 0,6	/,-,/,-		7(0, 0)1	c,d(/)	0

15.9.71/10^{oo}/f_1^i

0(/,/)7 -	-	(-) -	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
6(3,2) +	380	(100) -	-(11)(100)	-/50(-/10)	
	-, -			-, -,-	-, -
-, 0	-,100				0
-, 0,5	/,-,/,-		5(0, 0)2	c,c(/)	0

4. Mc Math 944

Einführung

a(29.6.72,E,1) - v(9.7.72,d,3) N

so(1) - f_t(b/w)f_1^i(m_p/-) /f_2^i(m_f/-) - eo(6,3)

b(30)a(-) f_t:ap(4,1) af(-,0) - vp(6)vf(-)

f_t:m(2) 0 G4 /D - /d -

1.7.72/ $9^{OO}/f_t$

3(/,/)3 -	460 (90)230	14(53) 25	62/52(8/ 5)	-(/,/)
2(/,/) +	540 (70) 30	8(13)(60)	51/44(14/ 9)	
	-300,-300		-300,+500,n	0, 0
0, 0	100,100			0
0, 0,2	-,-,/,-	7(/, /)1	/,/(/)	0

2.7.72/$17^{OO}/f_t$

3(3,3)3 -	400 (70)215	11(19) 10	73/57(2/ 1)	-(0,0)
2(2,2) +	460 (60) 35	9(11)(28)	75/65(6/ 5)	
	-, -		-, -,-	-, -
0, 0	100,100			0
0, 0,2	-,-,/,-	5(3, 3)2	c,d(d)	0

3.7.72/ $8^{OO}/f_t$

6(3,3)7 -	390 (55)230	15(23) 25	72/66(16/10)	-(0,0)
4(2,2) +	460 (90) 35	9(12)(32)	58/59(8/ 5)	
	-, -		-, -,-	-, -
0, 0	100,100			0
0, 0,4	-,-,/,-	10(5, 3)1	s,c(c)	0

4.7.72/$11^{OO}/f_t$

8(5,2)8 -	900 (75)230	18(39) 30	70/64(30/17)	-(0,0)
6(2,2) +	320 (45) 40	10(16)(50)	59/63(2/ 4)	
	-, -		-, -,-	-, -
1, 0	94,100			0
0, 0,4	-,-,/,-	10(8, 3)1	s,c(c)	0

4.7.72/17^{oo}/f_t

6(6,2)6 -	790	(110)220	13(28) 20	70/64(30/17)	-(0,0)
3(2,2) +	320	(45) 45	9(12)(40)	59/63(2/ 4)	
0,-200			-300,+300,n	0, 0	
0, 0	96,100			0	
0, 0,4	-,-,/,-	10(10, 3)1	s,c(c)	0	

6.7.72/10^{oo}/f_t

6(4,1)6 -	500	(90)230	11(27) 33	60/53(7/ 4)	-(0,0)
4(3,2) +	410	(70) 50	5(13)(35)	50/60(3/ 5)	
-200,-400			-400,-400,n	0, 0	
0, 0	100,100			0	
0, 0,3	-,-,/,-	8(3, 1)1	c,d(d)	0	

5.4 Entwicklungen aktiver Gebiete

1. Rom 6215

Einführung

a(5.9.71,d,1) - v(9.9.71,d,2) N

so(6) - $f_1^a(m_p/-) \rightarrow f_1^a(b,w) f_2^i(b/r)$ - eo(8,2)

b(7)a(7) f_1^a:ap(6-7/1)af(6-7/1) - vp(no)vf(8)

f_2^i:ap(6/1) af(-/0) - vp(6)vf(-)

f_1^a:m(7)300 f_2^i:m(6)200 G5,6 /D7 /d -

6.9.71/ $9^{oo}/f_1^a$

2(/,/)2 - 490 (70) - 6(-) 70 17/ -(0/ -) -(0,0) 0(/,/) + - (-) - 1(-) 0/ -(0/ -)				
	-400, -		-400,-800,n	0, 0
0, 0	100, -			0
0, 0,1	-,-,/,-	4(/., /)1	/,/(/)	0

7.9.71/$10^{oo}/f_1^a$

3(1,1)5 - 1700 (250)225 11(-) 30 54/ -(27/ -) +(1,1) 1(0,0) + 1920 (310) 25 6(-)(-) 48/ -(21/ -)				
	-400,±200		-400,+400,n	200,-200(1,1)
1, 1	80, 56			0
2, 1,1	+,+,f,-	5(4, 4)1	c,c(c)	0

7.9.71/$14^{oo}/f_1^a$

4(3,1)5 - 1940 (320)225 14(-) 33 58/ -(27/ -) +(2,1) 1(1,0) + 2900 (400) 26 7(-)(-) 58/ -(19/ -)				
	-200,-200		-800,+400,n	400,-400(2,4)
1, 1	80, 60			0
2, 1,1	+,+,f,-	5(5, 4)1	s,c(c)	0

7.9.71/$16^{oo}/f_1^a$

2(2,1)5 - 1500 (210)220 11(-) 55 56/ -(28/ -) -(0,0) 1(1,0) + 1550 (280) 30 3(-)(-) 50/ -(20/ -)				
	+400,-800		-800,+800,n	0,-800(0,1)
1, 1	70, 73			0
1, 1,1	+,+,p,-	5(5, 4)1	s,c(c)	0

8.9.71/10^{oo}/f_1^a

2(2,1)4 -	1000 (140)240	9(-) 50	67/ -(13/ -)	-(0,0)	
1(1,0) +	530 (110) 30	3(-)(-)	57/ -(2/ -)		
	-800, 0		-800,+400,n	0, 0	
1, 0	89,100			0	
0, 0,1	-,-,/,-	4(3, 3)1	s,d(d)	0	

6.9.71/ 9^{oo}/f_2^i

1(/,/)3 -	790 (55)150	7(-) 17	47/ -(6/ -)	-(/,/)	
1(/,/) +	500 (50) 30	5(-)(-)	25/ -(4/ -)		
	-400,-400		-400,+800,n	0, 0	
1, 0	88,100			0	
0, 0,3	-,-,/,-	4(/, /)2	/,/(/)	0	

7.9.71/14^{oo}/f_2^i

1(1,1)5 -	740 (145)160	10(-) 17	22/ -(7/ -)	-(0,0)	
2(1,1) +	700 (140) 27	7(-)(-)	26/ -(3/ -)		
	-400,-800		-800,+400,n	0, 0	
0, 0	100,100			0	
0, 0,2	-,-,/,-	4(4, 4)1	s,c(c)	0	

8.9.71/ 9^{oo}/f_2^i

1(1,1)3 -	620 (85)130	6(-) 50	40/ -(7/ -)	-(0,0)	
1(1,1) +	500 (160) 17	2(-)(-)	20/ -(0/ -)		
	-400, 0		-400,+800,n	0, 0	
0, 0	100,100			0	
0, 0,1	-,-,/,-	3(3, 3)2	s,d(d)	0	

2. Rom 6217

Einführung

a(8.9.71,E,1) - v(18.9.71,W,1) S

so(11) - f_1^a(b/r) /f_2^i(b/w) - eo(13,2)

b(12)a(12) f_1^a:ap(11-12,2)af(11-12,3)-vp(no)vf(no)

f_2^i:ap(-,0) af(-,0) -vp(-)vf(-)

f_1^a:m(nô)600f_2^i:m(11)100 G8,9 /D - /d -

Tabellen

11.9.71/ 9^{oo}/f_1^a

1(/,/)3 + 280 (85)180 6(-) 50 80/ -(0/ -) -(0,0) 1(/,/) - 350 (70) 20 2(-)(-) 60/ -(0/ -)						
0,-400				-400,+800,n	0, 0	
0, 0	100,100				0	
0, 0,2	-,-,/,-		4(/, /)2	/,/(/)	0	

12.9.71/12^{oo}/f_1^a

1(1,1)2 + 1150 (110)180 15(-) 0 54/ -(18/ -) +(1,4) 4(1,1) - 620^n(120) 55 15(-)(-) 46/ -(8/ -)						
-540, 0				-540,+540	800,	0(2,0)
1, 3	75, 94				0	
2, 0,1	+,-,p,-		4(4, 4)3	c,c(c)	0	

12.9.71/13^{oo}/f_1^a

2(1,1)3 + 920 (90)175 15(-) 0 54/ -(18/ -) +(1,1) 3(3,0) - 970 (120) 55 15(-)(-) 46/ -(8/ -)						
-800, 0				-800,+400,n	400,-400(1,2)	
1, 3	86, 84				0	
2, 0,1	+,-,p,-		4(4, 4)3	c,c(c)	0	

12.9.71/15^{oo}/f_1^a

2(2,1)3 +	1100 (115)175	13(-)-20	52/ -(20/ -)	+(1,1)	
3(3,0) -	970 (140) 61	19(-)(-)	47/ -(7/ -)		
	-800,+400		-800,+400,n	400,-400(1,2)	
2, 3	62, 74			0	
2, 0,1	+,-,p,-	4(3, 3)3	c,c(c)	0	

13.9.71/10^{oo}/f_1^a

2(2,1)4 +	2400 (230)170	24(-) -4	49/ -(22/ -)	-(0,0)	
2(1,0) -	1200 (115) 65	26(-)(-)	46/ -(20/ -)		
	+800,-400		+800,+400,a	0, 0	
2, 2	36, 65			0	
2, 3,1	+,+,p,-	2(2, 2)1	s,c(c)	0	

11.9.71/ 9^{oo}/f_2^i

1(/,/)2 +	250 (50)190	3(-) 20	19/ -(0/ -)	-(0,0)	
1(/,/) -	370 (70) 25	?(-)(-)	7/ -(0/ -)		
	-400, 0		-400,+800,n	0, 0	
0, 0	100,100			0	
0, 0,1	-,-,/,-	3(/, /)2	/,/(/)	0	

12.9.71/13^{oo}/f_2^i

1(1,1)2 +	400 (70)200	4(-)-11	25/ -(0/ -)	-(0,0)	
1(1,1) -	440 (70) 25	5(-)(-)	25/ -(0/ -)		
	-400, 0		-400,+800,n	0, 0	
0, 0	100,100			0	
0, 0,1	-,-,/,-	3(3, 3)3	s,c(c)	0	

13.9.71/10^{oo}/f_2^i

1(1,1)1 + /(/,/) -	350 (50) / 5(-) / 20/ -(0/ -) -(0,/) / (/) / /( )( ) -/ -(-/ -)		
0, -		0,+400,n	0, 0
0, -	100, -		0
0, 0,1	-,/,/,-	4(3, 3)1 s,c(c)	0

3. Rom 6221

Einführung

a(12.9.71,E,1) - v(24.9.71,W,1) N

so(16) - f_t(b/r)f_1^a(m_p/-)→f_1^a(b/w)f_2^i(m_f/-) -eo(18,2)

b(16)a(12?,17) f_1^a:ap(16/1) af(16-17/1) - vp(no)vf(no)

f_2^i:ap(-/0) af(-/0) - vp(-)vf(-)

f_1^a:m(18)200f_2^i:m(-) 0 G10,11 /D12 /d -

Tabellen

16.9.71/ 8^{oo}/f_1^a

1(/,/)1 - 0(/,/) +	210 (20) - 4(-)100 -/ -(-/ -) -(/,/) - (-) - -(-)(-) -/ -(-/ -)		
0, -		-500,+700,a	0, 0
0, -	100, -		0
0, 0,1	-,/,/,-	5(/, /)1 /,/(/)	0

16.9.71/ 9^{oo}/f_1^a

1(1,1)2 - 1(0,0) +	460 (70)340 5(-) 94 25/ -(10/ -) +(1,1) 250 (70) 12 .2(-)(-) 10/ -(0/ -)		
0, 0		-400,+500,n	200,-400(1,1)
0, 0	100,100		0
0, 0,1	-,-,/,-	5(5, 5)1 s,-(-)	1,12,1,/

16.9.71/12^{oo}/f_1^a

1(1,1)3 -	670 (100)270	5(-) 89	32/ -(4/ -)	+(1,2)
3(1,0) +	350^n(90) 20	.3(-)(-)	22/ -(0/ -)	
	±200,-400		-400,+200,n	200,-300(2,3)
0, 0	100,100			0
0, 0,1	-,-,/,-	5(5, 5)1	s,-(c)	1,12,1,3

16.9.71/15^{oo}/f_1^a

1(1,1)2 -	740 (120)270	5(-) 73	35/ -(5/ -)	+(1,1)
1(1,0) +	350 (90) 20	.7(-)(-)	18/ -(0/ -)	
	+200,-400		-600,+900,n	200,-600(2,2)
1, 0	89,100			0
0, 0,1	-,-,/,-	5(5, 5)1	s,-(c)	(1,10,1,6)

17.9.71/12^{oo}/f_1^a

2(1,1)2 -	1850 (200)240	5(-) 50	50/ -(25/ -)	-(0,0)
1(1,0) +	1500 (280) 25	2(-)(-)	14/ -(8/ -)	
	-200,-200		-500,+500,n	0, 0
1, 1	60, 54			0
1, 1,2	+,+,D,-	4(4, 4)2	c,c(c)	0

18.9.71/12^{oo}/f_1^a

2(2,1)4 -	1750 (350)220	8(-) 23	40/ -(20/ -)	-(0,0)
2(1,0) +	900 (180) 30	5(-)(-)	20/ -(4/ -)	
	-, -		-, -,-	-, -
1, 1	50, 84			0
1, 0,2	+,-,D,+	4(2, 2)2	c,d(d)	0

16.9.71/12^{oo}/f_2^i

0(/,/)4 -	-	(-) -	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
5(5,5) +	600	(100) -	-(-)(-)	-/ -(-/ -)	
	-,-200			-200,+200,n	0, 0
-, 0	-,100				0
-, 0,3	/,-,/,-	9(9, 9)1	s,-(-)		0

17.9.71/12^{oo}/f_2^i

1(0,0)4 -	500	(100)170	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
5(4,4) +	600	(120) 30	-(-)(-)	-/ -(-/ -)	
	0,-200			-200,+200,n	0, 0
0, 0	100,100				0
0, 0,3	-,-,/,-	7(7, 7)1	c,c(c)		0

18.9.71/12^{oo}/f_2^i

1(1,0)4 -	350	(80)160	-(-) -	-/ -(-/ -)	-(0,0)
3(2,2) +	600^n	(100) 70	-(-)(-)	-/ -(-/ -)	
	-, -			-, -,-	-, -
0, 0	100,100				0
0, 0,3	-,-,/,-	6(6, 6)2	s,c(c)		0

4. Rom 6314

Einführung

a(13.6.72,E,1) - v(25.6.72,W,1) S

so(18) - f_t^a(b/r) eo(22,1)

b(15)a(15?,19) f_t^a:an(18-19,4)af(18-19,3)-vp(no)vf(21)

f_t:m(20)200 G13,14 /D15,16,17/d18-26

18.6.72/12^{oo}/f_t^a

3(3,3)4 +	600 (90)180	11(20)	8	65/47(0/ 0)	-(0,0)
2(2,2) -	730 (100) 66	9(17)(	8)	51/35(1/ 2)	
	-500,-500			-500,+300,n	0, 0
0, 0	100,100				0
0, 0,3	-,-,/,-	7(7, 7)1		s,-(-)	0

19.6.72/ 8^{oo}/f_t^a

3(1,1)3 +	1150^n(120)200	21(35)	5	87/62(22/11)	+(3,4)
4(1,1) -	920^n(200) 40	19(27)(13)		76/61(9/ 8)	
	-600,-300			-600,+600,n	400,-280(3,2)
3, 2	80, 82				3,25,3,-
0, 0,1	-,-,/,-	7(5, 5)1		c,c(c)	2,25,3,-

19.6.72/ 9^{oo}/f_t^a

3(3,1)3 +	1500 (120)210	21(35)	5	87/62(22/11)	+(2,1)
4(4,1) -	1100 (270) 48	19(27)(13)		76/61(9/ 8)	
	-700,-600			-900,+600,n	500,-400(3,2)
3, 2	88, 78				2,25,5,2
1, 0,1	+,-,p,-	7(7, 5)1		c,-(c)	2,30,3,2

19.6.72/11^{oo}/f_t^a

3(3,1)2 +	2250 (160)210	21(39)	5	72/60(20/ 8)	+(2,2)
4(4,1) -	1200 (180) 48	19(34)(	7)	65/63(8/ 6)	
	-300,-600			-600,+600,n	600,-600(3,4)
3, 2	56, 69				4^n,25,5,2
2, 1,1	+,+,p,-	7(7, 5)1		c,-(c)	(1^n,10,3,2)

19.6.72/13^{oo}/f_t^a

4(3,1)3 + 2700 (120)200 21(39) 5	72/60(20/ 8)	+(3,1)
2(2,1) - 1700 (230) 52 19(34)(7)	65/63(8/ 6)	
-300,-800	-800,+300,n	900,-600(3,3)
4, 1	49, 64			4^n30,5,-
2, 1,1	+,+,p,-	7(7, 5)1	c,-(c)	(2^n20,3,-)

20.6.72/10^{oo}/f_t^a

3(1,1)2 + 2300 (230)180 27(40) 19	75/62(10/ 5)	-(0,0)
2(2,1) - 2500 (280) 70 18(35)(7)	79/60(12/12)	
-300, 0	-600,+300,n	0, 0
1, 1	45, 45			0
1, 1,2	+,+,p,+	7(4, 3)1	c,d(d)	0

21.6.72/10^{oo}/f_t^a

3(1,1)3 + 2300 (320)180 16(30) 14	61/58(7/ 4)	-(0,0)
2(1,1) - 950 (160) 96 12(27)(5)	80/65(12/ 5)	
0, 0	-300,+300,n	0, 0
1, 0	64,100			0
1, 0,2	+,-,p,-	7(6, 3)1	s,d(d)	0

6. Diskussion

6.1 Inaktive Gebiete

Die Feldstruktur eines inaktiven Gebiets ist zumeist gekennzeichnet durch eine bipolare Anordnung, in der um mehrere magnetische Hügel schwächere Felder über ein größeres Gebiet verteilt liegen. Die auftretenden Feldgradienten, Isogaußflächenverhältnisse und Feldstärken sind relativ niedrig (ca 70G/" , 50 , max ±600). Die Abstände zwischen den magnetischen Hügeln entsprechen den

Durchmessern von Supergranulen. Die p-Felder liegen nicht immer näher am Äquator als die f-Felder. Das Geschwindigkeitsfeld ist zumeist eindeutig; abströmende Materie über den mit Magnetfeld bedeckten Gebieten, aufsteigende Materie über den magnetfeldfreien Gebieten. Ein Supergranulationsmuster ist gut ausgeprägt.

Abweichungen von diesemGrundmuster finden sich 1. in Mc Math 509, wo sich in einem größeren Gebiet Magnetfelder vorwiegend nur einer Polarität befinden und die korrespondierende Fackel (mit Magnetfeldern der entgegengesetzten Polarität, ebenfalls nahezu monopolar) ca 200" entfernt liegt; 2. in Rom 6215 und Rom 6217, wo die bipolare Feldanordnung durch zwei konzentrierte Felder bestimmt ist (mit größeren Isogaußflächenverhältnissen und kleineren Flußdifferenzen) und ein Supergranulationsmuster in Ca kaum zu erkennen ist.
Von diesen verschiedenen Erscheinungsformen unabhängig wird die Entwicklung der inaktiven Gebiete vor allem durch die Stabilität der magnetischen Hügel gekennzeichnet; in allen Beobachtungen erhalten sich zumindest zwei Feldzentren. Auch die verschiedenen Feldparameter erweisen sich als relativ konstant über mehrere Tage. Auftretende Veränderungen vollziehen sich niemals sprunghaft. In den Zellstrukturen findet sich ebenfalls eine bemerkenswerte Stabilität, sodaß die Lebensdauer von Supergranulen (25.0 $\pm$1.6h (Rogers,1970)) in einigen Gebieten um das Dreifache übertroffen wird. In den Zentralteilen der Fackeln vollzieht sich in keinem Fall der von Smithson (1972) beobachtete äußerst aktive Zerfall; ebensowenig kann eine komplexe, multipolare Anordnung der Magnetfelder beobachtet werden (Bappu et al, 1968). Die p- und f-Teile sind stets gut voneinander getrennt, und es ergeben sich zwischen ihnen kaum direkte Berührungspunkte.
Auf den Beobachtungen basierende quantitative Abschätzungen der Feld- bzw Entwicklungsparameter fallen schwer, da z.B. die lange Zeit für sinnvoll gehaltene Gleichverteilung zwischen magnetischer und kinetischer Energiedichte, die sich in der Gleichung

$$\frac{1}{2}\rho v^2 = \frac{B^2}{8\pi} \qquad (6.1)$$

ausdrückt, nach neueren Arbeiten fragwürdig erscheint. Die maximale magnetische Energiedichte kann bis zu einer Größenordnung größer als die konvektive Energiedichte sein (Weiss,1971; Peckover (zitiert in Muffat, 1973)). Demgegenüber lassen allerdings die Arbeiten von Clark et al (1967) und Musman (1971), in denen die durch supergranulare Geschwindigkeitsfelder bewirkte Feldverstärkung berechnet wird, qualitative Vergleiche zwischen den hier vorliegenden Beobachtungen und theoretischen Ansätzen zu.

6.1.1 Inaktive Fackeln mit konzentrierter bipolarer Feldanordnung

Gemäß der Stabilität der magnetischen Zentren vollziehen sich in den Gesamtstrukturen der Fackeln mit konzentrierterbipolarer Anordnung (Rom 6215: östlicher Teil; Rom 6217: östlicher Teil) keine wesentlichen Änderungen. Lediglich das - leichte - Abfallen der verschiedenen Feldparameter, das noch am deutlichsten in dem Verschwinden der anfänglich noch existierenden Pore (Rom 6215) zu Tage tritt, zeigt die einsetzende Feldverteilung auf Grund der magnetischen Diffusion an. Die Orientierung von p- zu f-Teil scheint keinen Einfluß auf die Entwicklung der Fackeln zu haben.
Das unvermittelte, kurz vor dem Beobachtungszeitpunkt liegende Auftreten dieser Fackeln und ihre Nachbarschaft zu einem sich entwickelnden aktiven Gebiet sprechen für einen engen Zusammenhang zwischen dem Erscheinen der Fackel und der beginnenden Aktivität. Nach Musman (1971) könnten Supergranulationsströmungen in weniger als einer Stunde Feldverstärkungen um mehr als einen Faktor 3 bewirken, und auch Clark et al (1967) erhalten im Fall unendlicher Leitfähigkeit eine Feldverstärkung um den Faktor 20 (in ca 7 Stunden) auf Grund der Supergranulationsströmung. Die gut ausgeprägte, konzentrierte bipolare Struktur, die relativ geringe Flußdifferenz (10%) in dem

betrachteten Gebiet, der begrenzte Gesamtfluß und das Fehlen einer gut sichtbaren Supergranulationsstruktur weisen allerdings weniger auf einen Supergranulationsmechanismus als auf den Ausbruch von Feldröhren hin, wie er auch bei einer Fleckenentstehung vor sich geht (s.6.3). Andererseits lassen sich die Entwicklungen zweier aktiver Gruppen (Rom 6215, Rom 6221) bei Auslassung der Zwischenstufen auf das Erscheinen inaktiver Gruppen reduzieren. Die für ihre Entwicklung charakteristischen Feldparameter wie Flußanstieg, Isogaußflächenverhältnis u.a. verweisen beim Vergleich von Anfangs- zu Endphase ebenso wie die Gesamtstruktur auf die Feldparameter und die Konfiguration von inaktiven Fackeln.
Es erscheint deshalb naheliegend, denselben Entwicklungsmechanismus, der der Fleckenentstehung zu Grunde gelegt wird, auch für die Bildung eines inaktiven Fackelgebiets dieses besonderen Typs anzunehmen.
Der Übergang zu den inaktiven Fackeln mit verteilter Feldanordnung, der direkt nicht beobachtet wurde, drückt sich in den Feldparametern vor allem durch einen größeren Gesamtfluß, durch tiefere $A_{i,j}$-Werte (Isogaußflächenverhältnis) und eine größere Flußdifferenz aus. Eine hohe Feldkonzentration im Inneren des Gebiets, die durch aufsteigende Flußröhren entstanden sein könnte, baut sich bis zu einem gewissen Grad auf Grund der magnetischen Diffusion ab. Stabil scheinen hierbei die Magnetfelder mit Feldstärken um 500G zu sein; größere Feldkonzentrationen, die zu Poren führen können, werden nur in wenigen Fällen der beobachteten Entwicklungen erreicht (Mc Math 486, Mc Math 944) und besitzen eine kurze Lebensdauer.
Diesem Sachverhalt entspricht das Fehlen größerer $A_{i,j}$-Werte, denen höhere j-Niveaus zu Grunde liegen.
Außerhalb der Zentralteile vollzieht sich ein Feldabbau, der im Falle von Rom 6215, Rom 6217 langsam vor sich geht während er in Rom 6314 (18.6.) von einem Tag zum anderen bemerkbar wird. Der Feldabbau drückt sich im Abnehmen der zentralen Flüsse und der $A_{i,j}$ aus. Direkt sichtbar wird er durch die Verstärkung des Supergranulations-

musters; die an den Rändern des Netzwerks gesammelten Magnetfelder führen zu hellen Ca-Emissionen. Dies wird besonders deutlich in der Ca-Struktur von Rom 6344 (18.6., s.Abb.A13); im Gegensatz zu den beiden anderen Fackeln läßt sich hier von dem aus Emissionspunkten zusammengesetzten Netzwerk auf auswandernde magnetische Knoten schließen, die nach Chapman (1972) im Auflösungsstadium von (Fleck-) Magnetfeldern auftreten.
Die Struktur des Geschwindigkeitsfeldes sowie das Netzwerk weisen das sich auflösende Feld nicht als Zentrum sondern als Rand der Supergranulation aus.

6.1.2 Inaktive Fackeln mit verteilter Feldanordnung

Im Rahmen des eben skizzierten Entwicklungsmodells sind die verteilten, inaktiven Fackeln zum Zeitpunkt der Beobachtungen als teilweise aufgelöste (ehemals stärker konzentrierte) bipolare Fackeln zu sehen, deren Entwicklung hauptsächlich in einer Umverteilung schwächerer, periphärer Felder besteht. Ihre Entstehung liegt schon längere Zeit zurück, und sie tauchen bereits als verteilte Fackelgebiete am Ostrand auf. In ihrer Umgebung ist ein Netzwerk stets gut definiert. Sie bestehen zumeist aus zwei gut getrennten p- und f-Teilen, deren Hauptzentren während der gesamten Beobachtungssequenz bez. der Feldparameter und ihrer gegenseitigen Lage nahezu erhalten bleiben. Auch hier hat die Orientierung von p- zu f-Teil keinen Einfluß auf die Entwicklung. Sie drückt sich eventuell in den Gesamtflüssen aus; bei richtiger Orientierung scheinen diese insgesamt größer zu sein.
Die Stabilität der Zentren könnte durch ihre exponierte Lage bezüglich des Netzwerks erklärt werden. Sie sind teilweise die Kreuzungspunkte von vier Supergranulen (u.a.: p(1.7.71/29.8.71/4.7.72) ; f(1.7.71)), deren Strömungssysteme entweder weitere Feldkonzentrationen (Bildung der p-Pore am 4.7.72) oder weitere Feldverstärkung durch kleinere Felder (p: 2.7.72 ; f: 3.7.71) bewirken können. Dabei wird eine Grenzfeldstärke von ca 600G nur in wenigen Fällen überschritten. Eventuell

drückt sich hierin die Gleichverteilung zwischen magnetischer und kinetischer Energiedichte aus. Setzt man die photosphärische Dichte $\rho=4\cdot10^{-7}g/cm^3$ und eine für das Supergranulationsfeld repräsentative Geschwindigkeit von v=500m/sec in Gleichung 6.1 ein, so ergibt sich die Feldstärke zu 35 G. Die gemessenen Feldstärken liegen um eine Größenordnung über der theoretisch abgeleiteten; sie stehen somit in Übereimstimmung zu den Arbeiten von Weiss (1971) und Peckover (Muffat,1973).
Die stabilen magnetischen Hügel bestimmen das Zellsystem in ihrer engeren Umgebung. Sie geben die Rand- bzw Eckpunkte vor, in die sich das Zellsystem einzupassen hat. Überlegungen zur Fleckenentstehung von Ponomarenko (1972) führen zu einem ähnlichen Bild: In Flußröhren, die zum großen Teil durch Supergranulationsströmungen gebildet wurden, findet eine Unterdrückung eben dieser Strömungen statt; die konzentrierten Felder werden zu Eckpunkten des Netzwerks.
Durch ihre exponierte Lage scheint sich die Stabilität der magnetischen Hügel auf das sie umgebende Netzwerk zu übertragen; in aktiven wie inaktiven Gebieten erhält sich die Supergranulationsstruktur über zum Teil mehrere Tage (z.B.: 1.7.-3.7.72; 27.6.-2.7.71). So besteht eine enge Wechselbeziehung zwischen Supergranulationsstruktur und magnetischen Hügeln; ein Zerfließen der konzentrierten Felder wird durch das Strömungssystem unterbunden, dessen Struktur aber durch eben diese Felder bestimmt ist.
Ein solcher durch Diffusion und Konzentration gekennzeichneter "Steady-State"-Zustand wird auch in den Rechnungen von Clark et al (1967), in denen eine endliche Leitfähigkeit des solaren Plasmas angenommen wird, erreicht. Die von ihnen berechnete Zeitskala - der Steady-State-Zustand bildet sich 29 Stunden nach dem Einsetzen der feldverstärkenden Supergranulationsströmung aus -, die größere Werte als die Beobachtungen (Rogers,1970) liefert, könnte auf die hier beobachtete Stabilität hinweisen.

Für den Abbau der Felder und den Aufbau eines neuen Supergranulationssystems liegen keine Rechnungen vor. Clark et al (1967) vermuten, daß dynamische Effekte ein "Dead-Water"-Gebiet von begrenzter Ausdehnung zwischen den Zellen bewirken können, von dem das Strömungssystem ausgeschlossen ist. Merkliche Diffusionsvorgänge könnten in solchen Gebieten vorkommen, und tatsächlich werden Vorgänge dieser Art auch beobachtet: Entfällt die konzentrierende Wirkung der Supergranulation an einer Seite eines magnetischen Hügels, so baut sich das Magnetfeld nach dieser Seite auf Grund der magnetischen Diffusion ab. Dies führt zur Reduktion der Hügel (z.B. p :28.8.71) oder sogar zu dessen Verschwinden (z.B. f(westl):28.8.71; p(südl.):3.7.72), was mit der Auffüllung einer magnetischen Senke einhergehen kann (z.B. p(südl.): 27./29.6.71).
Auf die schwächeren Felder wirkt die Supergranulationsströmung im Gegensatz zu den magnetischen Hügeln sehr viel direkter. So sind die auffälligen Strukturveränderungen und die Variationen der einzelnen Feldparameter vor allem auf die Verteilung dieser Felder und auf ihre erneute Konzentration in schmalen Feldarmen und Einzelfeldern zurückzuführen. So bewirken die nördlich von p liegenden Zellen (Mc Math 944, Abb.A.4) zuerst die Ausbildung eines durch kontinuierliche Zellränder gekennzeichneten Zellsystems (1./2.7.). Analog zu den Rechnungen von Clark et al (1967) verteilen sich die Felder der Randmitten auf die Eckpunkte, wo sich einzelne, isolierte magnetische Hügel ausbilden (3./4.7.). In der Verkleinerung des Zentralteils zeigt sich ebenfalls die Wirkungsweise der Supergranulationsströmung auf schwächere Außenfelder (z.B. Mc Math 399, Abb.A.1). Detailliert läßt sich die Wirkung einer Supergranule am Beispiel aus der Entwicklung von Mc Math 486 studieren (s.Anhang Seite3).

Entsprechend der unterschiedlichen Wirkungsweise der Supergranulation auf schwache und konzentrierte starke Felder findet man generell bei inaktiven Fackeln dieses Typs, daß größere Feldumstrukturierungen parallel mit

sinkenden $A_{i,j}$ und abnehmenden Flüssen vor sich gehen, während bei einer stabilen Feldkonfiguration diese Werte steigen (z.B. 2.7.72: f-Teil stabil Φ_z,$A_{i,j}$ steigen / p-Teil verändert Φ_z,$A_{i,j}$ fallen; am 3.7.72 umgekehrt). Im Verlauf dieser Konzentrations- bzw Auflösungserscheinungen, die sich durchaus innerhalb mehrerer Tage einige Male abwechseln können (z.B. Mc Math 944: 1./2.7. Konzentration - 2./4.7. Auflösung - 4./6.7. Konzentration),nehmen die Gesamtflüsse und $A_{i,j}$ ab. Zwar ergeben sich zwischen der Anfangs- und Endbeobachtung einer Entwicklungssequenz bei mehreren Fackeln strukturelle Übereinstimmungen (z.B. Mc Math 944), jedoch sinkt der Fluß und die $A_{i,j}$ sowohl durch die Verteilung des Feldes als auch durch die direkte Flußvernichtung (Aufhebung zweier Felder mit entgegengesetzter Polarität bei Zusammenschluß der Feldschläuche) an denBerührungspunkten zwischen p- und f-Teil (4.7.72). Da die Geschwindigkeit dieses Auflösungsprozesses wesentlich auch von der Verteilung des Feldes bestimmt ist, erklären sich die Unterschiede in den Flüssen und den $A_{i,j}$ des p- und f-Gebiets schon auf Grund des Entstehungsmechanimus (s.6.2), bei dem das f-Feld wegen der Feldröhrenverdrillung zumeist weniger konzentriert erscheint.

6.1.3 Inaktive Fackeln mit monopolarer Feldanordnung

Ungeklärt ist in dem hier entwickelten Zusammenhang zwischen den verschiedenen inaktiven Gebieten das Auftreten des dritten, weitgehend monopolaren Fackeltyps, wie er in Mc Math 509 vorkommt. Es könnte sich um die weit fortgeschrittene Auflösung einer bipolaren Fackel handeln, bei der die p- und f-Teile schon weit getrennt sind. Hierfür würden die außerordentlich gut definierte Zellstruktur, die kleineren Felder und die starke Veränderung der Gesamtkonfiguration innerhalb der drei Tage sprechen. Dennoch bleibt die sehr gute Trennung der Polaritäten und die Konzentration der Felder im kleinen Bereich erstaunlich. Eine ähnliche Feldkon-

figuration (Rom 6215) kann leichter durch das Zusammenwirken stärker verdrillter, aufsteigender Flußröhren und supergranularer Konvektion beschrieben werden (6.3).

Zusammenfassend ergibt sich für die inaktiven Fackelgebiete folgende Entwicklungscharakteristik: Das erste Auftreten der Magnetfelder gründet sich wahrscheinlich auf denselben Entstehungsmechanismus, der auch zur Ausbildung von Flecken führt. Aufsteigende Feldröhren bewirken eine konzentrierte, bipolare Feldstruktur mit Gesamtflüssen um $8 \cdot 10^{20}$ Mx. Der Abbau der Feldzentren, die an den Kreuzungspunkten mehrerer, in Ca schlecht ausgeprägter Supergranulen liegen, geschieht auf Grund der magnetischen Diffusion. Da das supergranulare Strömungssystem eine feldkonzentrierende Wirkung besitzt, geht dieser Abbau nur langsam vor sich und äußert sich kaum in den entsprechenden Feldparametern. Das Ausbrechen weiterer Flußröhren kann zu größeren Feldansammlungen führen (Flüsse bei $30 \cdot 10^{20}$ Mx); hierbei hängt es wesentlich mit von der Orientierung der p- und f-Teile ab, ob die Entwicklung in eine aktive Phase mündet oder das Verhalten einer inaktiven Fackel zeigt (s.6.4). Im letzteren Falle setzt sich der Abbau fort, wobei ungeklärt ist, inwieweit er auf eine kontinuierliche Felddiffusion oder auf ein Abwandern magnetischer Knoten zu dem umgebenden Netzwerk zurückzuführen ist. Im Verlaufe dieser Feldverteilung prägt sich die umgebende Supergranulationsstruktur durch größere Magnetfeldkonzentrationen an ihren Rändern immer besser aus. Die stabilen magnetischen Zentren der Fackeln definieren die Eckpunkte des Netzwerks. Das Strömungssystem, das vor allem die peripheren, schwächeren Magnetfelder beeinflußt, sie verteilt und teilweise erneut konzentriert bzw sie an den magnetischen Hügeln sammelt, verhindert zugleich auch die Verteilung der Zentren. Im Falle fehlender angrenzender Supergranulation bauen sich die magnetischen Hügel ab und die Isogaußniveaus der umliegenden Felder werden angehoben. In dieser Wechselwirkung zwischen Magnet- und Geschwindigkeitsfeldern,

die durch sich entsprechende stabile Strukturen gekennzeichnet ist, vollzieht sich der Feldabbau nur langsam. Dies drückt sich in der gesamten Feldkonfiguration aus, die in ihren Außenbezirken zwar stärkeren Veränderungen unterworfen ist, die jedoch auch nach mehreren Tagen durch die Stabilität der Zentren noch ähnliche Strukturen erkennen läßt.

6.2 Arch Filament Systeme

Eindeutig nachgewiesen durch Ca- bzw H_α-Strukturen sind AFS in zwei Fällen (Rom 6221, Rom 6314), von denen der eine im Anhang näher beschrieben ist (s.Anhang Seite 18). Im Gegensatz zu den bisherigen Beobachtungen (mit Ausnahme von Martres et al (1972)) handelt es sich bei den hier beobachteten AFS um sehr kurzlebige Systeme; ihre Lebensdauer ist eher mit der von einzelnen Filamenten (30 Minuten) als mit der eines "normalen" AFS (bis zu 3 Tagen) zu vergleichen. Die übrigen Charakteristika eines AFS - Verbindung zweier Magnetfelder entgegengesetzter Polarität, Geschwindigkeitsfeld, räumliche Dimension - sind vorhanden. Während sich im Falle der aktiven Gruppe Rom 6221 eine Drehung des AFS aus einer West-Ost- in eine Nord-Süd-Richtung vollzieht, liegen die AFS der Gruppe Rom 6314 (mit einer Ausnahme) richtig orientiert. Der auf Grund früherer Beobachtungen postulierte Zusammenhang (Bruzek,1969) zwischen AFS und Magnetfeldänderung wird direkt beobachtet: Gleichzeitig mit dem Erscheinen eines AFS geht an seinen Fußpunkten die Verstärkung von Magnetfeldern entgegengesetzter Polarität vor sich.
Dieser Vorgang vollzieht sich besonders eindeutig in der Gruppe Rom 6221. Das - in Ca nur ganz schwach ausgeprägte AFS verbindet das Zentrum des p-Teils mit einem kleineren f-Feld, dessen Erscheinen unmittelbar mit dem Auftreten der Ca-Struktur zusammenfällt. Der Drehung des AFS entspricht bei kontinuierlicher Verstärkung des p-Zentrums das Auftreten neuer f-Felder zuerst im

Süden, dann im Südosten des ersten f-Feldes. Nach ca 6 Stunden kommt der Vorgang zum Stillstand; im Süden der neu entstandenen p-Pore liegt ein größeres f-Feld. Das zuerst aufgetretene f-Feld ist nahezu verschwunden.

Zwar verbinden die AFS der Gruppe Rom 6314 zur Zeit der Beobachtung zumeist schon länger bestehende Felder entgegengesetzter Polarität, jedoch zeigen sich hierbei die Zusammenhänge zwischen AFS und Magnetfeldverstärkung ebenso deutlich. So ist z.B. die Ausbildung der f-Pore und der Feldstärkenanstieg in den p-Zentren e und f (s.Anhang,S.18) eng miteinander und mit dem Auftreten von verbindenden AFS korreliert. Der negative Feldeinschluß im p-Teil ($t=10^{30}$h) hängt direkt mit dem Auftreten eines AFS zusammen, und auch die Entstehung einer vierten Pore (p) im Norden ($t=10^{30}$-13^{00}) kündigt sich in einem AFS an. Speziell für die Konfiguration des 19.6.72 läßt sich sagen, daß keine einschneidendere Änderung der Feldstruktur ohne das Auftreten von AFS vor sich geht.

Neben den Magnetfeldstrukturen wird auch das Geschwindigkeitsfeld eines AFS, das durch Aufströmung in der Mitte, Abströmung an den Enden der AFS charakterisiert ist und bisher nur aus chromosphärischen Beobachtungen bekannt war, durch diese Beobachtungen bestätigt. So wurde in dem Gebiet, in dem die neuen f-Felder liegen (Rom 6221, s.Abb.A.12), zuvor aufströmende Materie beobachtet ($t=9^{00}$h), und in den Feldzentren findet sich um 12^{00}h Abströmung. Am 19.6.72 (Rom 6314, s.Abb.A.15) werden verschiedene AFS durch Aufströmung angekündigt (9^{00}: das von der neuen p-Pore ausgehende AFS; 13^{00}: die starke Aufwärtsströmung im Süden des f-Teils). In den Fußpunkten der AFS finden sich starke Abströmungen (z.B. c; 8^{00}:f; 13^{00}:h,f).

Die hier beobachteten Geschwindigkeits- und Magnetfeldstrukturen eines AFS finden ihre Erklärung in den Bruzek (1969) und Weart (1970[b],1972) entwickelten Modellen (im Folgenden kurz als Aufstieg verdrillter Flußröhren bezeichnet): Flußröhren steigen aus subphotosphärischen Schichten zur Photosphäre auf und werden je nach Stärke

und Ursprungslage durch subphotosphärische Konvektionsbewegung mehr oder weniger verdrillt. Beim Auftauchen an der Photosphäre führt diese Verdrillung zu einer aus der Ost-West-Richtung abweichenden Lage der p- und f-Teile der entstehenden Felder. Im Laufe des weiteren Aufstiegs nähert sich die Verbindungsachse der beiden Felder immer mehr der richtigen Lage. Entsprechend dreht sich das AFS.

Bisher unausgesprochen enthält dieses von Weart (1972) entwickelte Konzept die Begründung für die zumeist größere Verteilung der f-Felder und damit für die oftmals beobachtete Flußdifferenz in einem zentralen Aktivitätsgebiet (Stenflo,1968). Während der Austrittspunkt der Flußröhre aus der Photosphäre (also der p-Teil) fest bleibt, bewegt sich der f-Fußpunkt erst allmählich zu seinem späteren Ort. Dies ist genau in Rom 6221 der Fall, wo man auf Grund der kontinuierlich von West nach Süd verteilten f-Felder, die nacheinander sichtbar werden, und auf Grund der gleichmäßigen Verstärkung des p-Zentrums annehmen kann, daß der eine Fußpunkt des AFS fest im p-Zentrum liegt, während der andere an der Westseite nach Süden wandert. Da nur kleine Feldröhren stärker verdrillt werden können (Weart,1970a), befinden sich die relativ kleinen Feldstärken und der nur geringe Flußanstieg in guter Übereinstimmung zum Modell. - Die zumeist richtige Ausrichtung der AFS am 19.6.72 (Rom 6314) ist im Hinblick darauf in dem Ausbruch stärkerer, gegen konvektive Verdrillung stabilerer Feldröhren begründet.

Der Aufstieg verdrillter Flußröhren führt zu zwei verschiedenartig orientierten AFS, die charakteristisch für den späteren Entwicklungsablauf der aktiven Gebiete sind (Weart, 1972). Die hier vorliegenden Beobachtungen weisen darauf hin, daß die Orientierung der AFS und ihre Drehung (und damit auch die Aktivität der Gruppe selbst) bereits durch die Ausgangskonfiguration einer aktiven Gruppe bestimmt ist. So fällt es auf, daß größere Drehungen nur bei einem monopolaren Ausgangs-

feld vorkommen. In bipolaren Ausgangsfeldern erscheinen die AFS zumeist von Anfang an richtig orientiert. Man könnte vermuten, daß die bipolare, ost-west orientierte Ausgangsstruktur auf eine dicht unter der Oberfläche liegende Feldröhre hinweist; tiefer liegende Feldröhren werden durch zufällig abgerissene kleine Teilfeldröhren markiert, deren p-Fußpunkte dichter zusammenliegen, deren f-Fußpunkte aber entsprechend der obigen Überlegung weit verteilt sind. In einer aktiven Gruppe mit einer solchen monopolaren Ausgangsstruktur liegen die AFS zudem falsch orientiert, während die Orientierung der AFS in den Gruppen mit bipolarer Ausgangsstruktur mit wenigen Ausnahmen richtig ist. Auch darin könnte man einen Hinweis sehen, daß die Ausgangskonfiguration einer aktiven Gruppe mitbestimmend für die Drehung und Orientierung der AFS und damit für die Aktivität der Gruppe selbst ist (s.6.4).

Frazier (1972b) vermutet den Grund der Drehung eines AFS im Aufsteigen kleiner, jeweils anders orientierter Feldröhren. Je nach Lage des subphotosphärischen Ausgangspunktes und je nach der Stärke der Flußröhren sind sie mehr oder weniger aus ihrer anfänglichen Orientierung herausgedreht. Ein solcher Vorgang würde jedoch nicht zu einer gleichmäßigen Verstärkung des p-Zentrums sondern zu wandernden p- und f-Teilen führen, wie sie in den hier vorliegenden und in Beobachtungen von Frazier (1972b) selbst nicht bestätigt werden. Auch würde die Schnelligkeit der Drehungen (bis zu 20°/h) von diesem Modell nur schwer zu erklären sein.

Das von Frazier (1972b) entwickelte zweiphasige Modell (Seite 57) kann ebenfalls nicht bestätigt werden. Während im Rahmen dieses Modells zwischen dem Auftreten neuer Felder und der Feldakkumulation mit aufsteigenden AFS mehrere Stunden vergehen, sprechen sowohl die Beobachtungen des 19.6.72 als auch die des 18.9.71 für nahezu gleichzeitige Vorgänge. Zwischen der Beobachtung aufsteigender Materie, neuer Felder bzw Feldverstärkung und AFS vergehen nie mehr als eine Stunde.

Auch widerspricht das Geschwindigkeitsfeld der Fackel (19.6.72,s. Abb.A.14) der Annahme supergranularer Konvektionsströmungen, die für den Wanderungsmechanismus der Felder angenommen werden. Weiterhin sind in fast allen Fällen weder vor noch während dem Auftreten von AFS kleinere Felder zwischen den sich verstärkenden Fußpunkten zu beobachten. In dem einzigen Fall, in dem dies doch zutrifft (19.6.72,9^{oo},s.Abb.A.15), ist die Anordnung von p- zu f-Feldern genau umgekehrt zu der im Modell geforderten. (Eine Erklärung hierfür wäre das Auftreten zweier kleinerer Feldröhren, die sich in einem AFS äußern.)

Die hier vorliegenden Beobachtungen von AFS fügen sich weitgehend in die von Bruzek (1967,1969) und Weart (1970b,1972) entwickelten Modelle ein und sprechen gegen die Vorstellungen von Frazier (1972b). Die Ursache eines AFS ist in einer aufsteigenden Flußröhre zu sehen, die je nach Stärke und Aufstiegszeit durch die subphotosphärischen Schichten mehr oder weniger durch die Konvektion verdrillt ist. Durch die Mitnahme von Materie bemerkt man beim Durchbrechen durch die Photosphäre nach außen gerichtete Dopplergeschwindigkeiten. Nach Erreichen einer bestimmten Höhe fließt die Materie in den Fußpunkten zur Photosphäre zurück. Die Feldröhre wird durch die mitgeführte Materie als AFS sichtbar. Der eine Fußpunkt des AFS liegt fest in einem magnetischen Hügel, dessen Feld sich im Laufe der Entwicklung kontinuierlich verstärkt. Die Lage des zweiten Fußpunkts richtet sich nach dem Grad der Verdrillung. Die Drehung des AFS entspricht der durch die Auflösung der Verdrillung bestimmten Wanderung dieses Fußpunktes. Da zumeist der austretende Teil der Flußröhre raumfest bleibt, verteilt sich das Magnetfeld der f-Polarität mehr als das der p-Polarität. Die Struktur der Ausgangsfelder scheint im engen Zusammenhang mit dem Grad der Verdrillung und der Lage zwischen p- und f-Teil zu stehen. Bei monopolaren Ausgangsfeldern ist die Verdrehung der AFS besonders stark und die Orientierung ist falsch.Bei bipolaren Ausgangsfeldern liegen die AFS recht genau in Ost-West-Richtung.

6.3 Entstehungen aktiver Gruppen

Obwohl in den Gruppen Rom 6215, Rom 6217 keine AFS beobachtet wurden, deuten die Veränderungen im Magnetfeld und einzelne Strukturen im Geschwindigkeitsfeld auf Vorgänge gleicher Art hin. So scheint der Flußanstieg und die Bildung von Poren in Rom 6215 ebenfalls auf hervorbrechende Flußröhren zurückzuführen zu sein. Hierauf deutet die konstante Flußdifferenz und die Feldstruktur, die neben den vom Vortag her vorhandenen Elementen neue Felder außerhalb der Supergranulationsränder erhalten hat. Diese Felder bewegen sich im Laufe des Tages (7.9.71) auch nicht auf die alten Ränder zu, wie man es bei einem wirksamen Supergranulationsmechanismus erwarten könnte. Die Flußröhren scheinen an den Kreuzungsstellen der Fackelarme durch die Photosphäre getreten zu sein; ihr p-Fußpunkt war dabei relativ fest an seinen Entstehungsort gebunden, was zur Bildung der p-Pore in diesem Gebietsteil führte. Da im Südwesten der p-Pore Fackelelemente und f-Felder fehlen, im Süden dieser Pore jedoch kleinere Felder liegen, die im Laufe des Tages verschwinden, kann man annehmen, daß die aufsteigende Flußröhre bei ihrem ersten Auftreten eine nordsüdliche Ausrichtung besessen hat. Mit ihrer Entdrillung wanderten die f-Fußpunkte ca 45° nach Osten, wo die f-Pore entstand. Entsprechend übertreffen die Flüsse und $A_{i,j}$ des p-Teils die des f-Teils. Diese Entwicklung, die während der Nacht (Locarno) stattfand, findet ihre Fortsetzung in einer weiteren Verstärkung der Zentren, bei der zumindest im f-Teil einige Geschwindigkeits- und Magnetfeldstrukturen für ausbrechende Flußröhren sprechen (Verstärkung der f-Pore bei gleichzeitigem Neuentstehen von p-Feldern in einem Gebiet, in dem zuvor Aufströmung festgestellt wurde).
Zu ähnlichen Schlüssen führt die Feldkonfiguration der Gruppe Rom 6217(s.Abb.A.8/9). Die Verstärkung des Feldes während der Nacht (11./12.9.) auf Grund von Supergranulationsströmungen ist nahezu ausgeschlossen. Die große Flußsteigerung (300%), die Konzentration der

Felder in einer Ost-West-Richtung, die Lage der Zentren bezüglich eines kaum existierenden Netzwerks und die Stabilität der nördlichen (inaktiven) Fackel sprechen gegen einen solchen Mechanismus. Vielmehr muß man auch hier annehmen, daß Flußröhren aus subphotosphärischen Schichten aufgestiegen sind. Durch den Aufstieg verdrillter Flußröhren kam es zur Ausbildung eines konzentrierten p- und mehrerer f-Zentren, die zumeist eng benachbart liegen. Die unterschiedlichen Werte in den Feldstärken, Feldgradienten und $A_{i,j}$ passen sich gut in dieses Bild ein. Aus der Entwicklung der verschiedenen f-Zentren könnten darüberhinaus wieder Schlüsse auf die Lage und Orientierung der einzelnen austretenden Flußröhren gezogen werden. So legt das Verschwinden der westlich und südlich liegenden f-Felder und die Verstärkung des fast genau östlich liegenden Zentrums die Vermutung nahe, daß die ersten f-Fußpunkte südöstlich von dem p-Zentrum auftraten. In der nachfolgenden Entwicklung waren die Flußröhren nahezu ost-westlich orientiert. Auch hier deuten Geschwindigkeits- und Magnetfeldstrukturen auf weitere aufsteigende Flußröhren hin (12.9.: gleichzeitige Verstärkung einer kleinen p-Pore und die Ausbildung eines besser definierten f-Zentrums zusammen mit Aufströmung).
Somit deuten die verschiedensten Beobachtungstatsachen darauf hin, daß auch hier die Verstärkung des Feldes durch schnell aufsteigende Flußröhren geschieht. Die entsprechenden AFS können nicht beobachtet werden, da sich in diesen beiden Fällen die Hauptereignisse während 18^{oo}-6^{oo}h (Ortszeit) vollziehen. Aufsteigende kleinere Feldröhren, die dementsprechend kleinere AFS hervorrufen, können auf Grund der großen Ca-Helligkeit, die alle Fackelstrukturen überstrahlt (s. verschiedene in H_α sichtbare, in Ca jedoch nicht sichtbare AFS in Rom 6314, Abb.A.15), unbemerkt bleiben. Es kann jedoch auch nicht ausgeschlossen werden, daß Feldröhrenaufstiege auch ohne AFS vor sich gehen. Die kürzere Lebensdauer, die solche Systeme offenbar während einer Entstehung besitzen, könnten in diese Richtung weisen.

Inwieweit neben den direkten AFS-Beobachtungen der Aufstieg verdrillter Feldröhren auch aus den Feldparametern geschlossen werden kann, läßt sich gut an der Gruppe Rom 6314 studieren: Dort liegt der prozentuale Anteil des Flusses im inneren Zentralgebiet (s.Abb.A.17) (Gebiet I) auch am 19.6.72 bei 60%, wobei jedoch der Anteil des Flusses positiver (p-) Polarität leicht gestiegen ist (von 29% auf 31%), während der der negativen Polarität gleich geblieben zu sein scheint (30%). Im äußeren Zentralgebiet (Gebiet II) ist der Anteil des Flusses von 70% auf 80% gestiegen, wobei der Anteil der f-Polarität stärker als der der p-Polarität gewachsen ist. Dieses Verhalten wird durch die Annahme erklärbar, daß im Gebiet I vorwiegend Felder der p-Polarität entstanden sind und die Feldröhren zum Teil aus diesem Gebiet herausreichten. Aus dem gleichen Grunde findet man auch einen prozentual höheren Überschuß des p-Flusses in Gebiet I (gegenüber Gebiet II). Betrachtet man innerhalb der definierten Gebiete die feldfreien Flächen, so findet man einen sehr drastischen Rückgang vom 18.6. zum 19.6.72.Fast in allen Fällen sind weniger als 50% der Gebiete nicht mit Magnetfeldern bedeckt. Im Zentralgebiet liegt dieser Anteil sogar bei 20% gegenüber 50% am Vortag. Allgemein bestehen zwischen den zentralen und den weiter außerhalb liegenden Gebieten weitaus größere Unterschiede als am Vortag - ein Zeichen für die Steigerung der Feldkonzentration. Am 18.6. lag in den Gebieten I,II der $A_{i,j}$-Wert des tiefsten p-Niveaus (35G) über dem des entsprechenden f-Niveaus (bezogen auf das Feld beider Polaritäten!). Bei den p-Feldern hat sich dieser Wert am 19.6. nicht verändert, die $A_{i,j}$ der niederen f-Niveaus aber sind sehr stark gestiegen. Erst ab j=140G überwiegen die $A_{i,j}$-Werte des p-Feldes. Bis auf die Werte des tiefsten Niveaus haben sich alle verdoppelt. Je höher die betrachteten Isogaußniveaus liegen, desto größer wird der Unterschied zwischen den p- und f-Feldern.
In allen vier aktiven Gruppen weist dieses Verhalten der Feldparameter wie auch die direkten Beobachtungen auf

den Aufstieg verdrillter Flußröhren hin. Während eine solche aufsteigende Flußröhre primär die Feldstärke in dem Ort ihres festen Fußpunktes verstärkt, entstehen durch den zweiten Fußpunkt zumeist neue bzw mehrere kleine Felder der entgegengesetzten Polarität. Der Anteil der feldfreien Gebiete fällt und zwar besonders stark in einem Zentralgebiet. Während der Anteil der mit p-Feldern bedeckten Flächen im Zentralgebiet ungefähr gleich bleibt, steigt der der f-Felder stark an und überwiegt. Für den Anteil der mit Feldern höherer Feldstärken bedeckten Flächen zeigt sich ein entgegengesetztes Verhalten von p- zu f-Teil. In einem Gebiet außerhalb des eigentlichen Zentrums steigen die mit f-Feldern bedeckten Flächen ebenfalls an. In dem Zentralgebiet wächst die Flußdifferenz zugunsten des p-Flusses.

In allen vier aktiven Gruppen vollzog sich die Fleckenentstehung in einer schon längere Zeit existierenden Fackel. Zwar wurde das Erscheinen dieser Fackel in keinem Fall beobachtet, jedoch weisen die Feldkonfigurationen, die Flußdifferenzen, das zumeist fehlende Netzwerk und die Ähnlichkeiten zu den Fackeln des inaktiven, konzentriert bipolaren Typs (6.1.1) ebenfalls auf aufsteigende Flußröhren hin.
Wird also übereinstimmend zu Bappu et al (1968) festgestellt, daß Magnetfelder schon mehrere Tage vor dem Erscheinen der Aktivität vorhanden sind, so kann im Gegensatz zu Bappu et al (1968) jedoch keine komplexe Feldkonfiguration in diesen Fackeln beobachtet werden. Eine von Bappu et al (1968) beobachtete Verstärkung und Ausdehnung des K-Netzwerks ist eher auf einen beginnenden Feldzerfall (s.Rom 6314,Abb.A.13) als auf eine Feldverstärkung zurückzuführen. Die Aktivierung der Gruppe setzt - zu einem aus den photosphärischen Feldern nicht vorhersagbaren Zeitpunkt - fast stets im p-Teil ein. Die Entwicklungen vollziehen sich - im Gegensatz zu früheren Beobachtungen (Bumba et al,1965; Bappu et al,1968; Bruzek,1972) - nie vom f- zum p-Teil. Vielmehr bildet sich die erste und größte Pore im p-Gebiet.Dies

wird durch den oben beschriebenen Entwicklungsmechanismus verständlich, der - wie ja auch alle Beobachtungssequenzen der inaktiven und aktiven Fackeln - die Beobachtungen von Bumba et al (1965), daß eine Aktivierung nie durch die Konzentration der alten Felder erfolgt, bestätigt. Die Rolle, die Bumba et al (1965) bei der Aktivierung von Fackeln der Supergranulation zuerteilen und die schon von Bappu et al (1968) und von Foukal (1972) in Zweifel gezogen wurde, reduziert sich nach den vorliegenden Beobachtungen auf die Unterbindung einer frühzeitigen Felddiffusion (s.6.1). Die Entstehung selbst beruht auf aufsteigenden Flußröhren; hierauf weisen auch die Messungen von Wiehr (1970) hin, der wachsende Zentralfeldstärken bei gleichbleibender, mit Magnetfeld bedeckter Fläche beobachtet. Unabhängig voneinander aufsteigende Feldröhren führen allerdings nicht unbedingt zu einem kontinuierlichen Flußanstieg, wie er von Wiehr (1970) beobachtet bzw vermutet wird. Mit $1.5 \cdot 10^{20}$ Mx/h (bei größeren Gruppen) ist der über die Zeit gemittelte, hier gemessene Flußanstieg mit dem von Wiehr (1970) gemessenen vergleichbar.
Die bei dem Erscheinen von Poren steigenden Flußdifferenzen, die von Bappu et al (1968) beobachtet wurden, stehen zu dem hier angenommenen Entstehungsmechanismus und zu den Beobachtungen im Widerspruch. Sie können entweder mit einer ungenügenden Gebietserfassung oder mit zu weit auseinanderliegenden Isogaußniveaus erklärt werden.

6.4 Aufstieg einer Flußröhre

Im Gegensatz zu den Beobachtungen, die charakteristische Werte wie Geschwindigkeit, Feldstärke, Fluß u.a. von aufsteigenden Flußröhren vermitteln können, haben theoretische Überlegungen bis heute nur zu unvollständigen Kenntnissen über die Lage und den Aufstieg von Flußröhren in der Wasserstoffkonvektionszone (WKZ) geführt. Es ist nicht die Aufgabe dieser Arbeit, den theoretischen Aspekt eines solchen Aufstiegs eingehender zu untersuchen. In diesem Kapitel sollen daher

lediglich an Hand des Parkerschen (1955) Mechanismus unter stark vereinfachenden Annahmen ein ungefähres Maß für einen Flußröhrenaufstieg gewonnen werden.

Um die Tiefe und die Aufstiegszeit einer Flußröhre grob abzuschätzen, kann man von den von Parker (1955) verwendeten Gleichungen ausgehen, die für den Fall eines isothermen Aufstiegs gelten. Bezeichnet ρ_e und ρ_i die Dichte des Plasmas außerhalb bzw innerhalb einer in der WKZ liegenden Flußröhre, so gilt wegen $p_e=p_i+p_m$ (p: die entsprechenden Drücke; p_m:magnetischer Druck) und $p=kT\rho/m$

$$\Delta\rho = \rho_e - \rho_i = \frac{m}{k \cdot T} \frac{B^2}{8\pi} \qquad (6.2)$$

Hierin bezeichnet m die Masse eines individuellen Gasmoleküls ($m=1.6 \cdot 10^{-24}$g), $k=1.38 \cdot 10^{-16}$erg/K die Boltzmannkonstante und T bzw B die Temperatur bzw Feldstärke in der jeweiligen Tiefe t.
Abgeschätzt werden soll der Aufstieg einer Flußröhre, deren Felder in der Photosphäre einen Durchmesser von $d_p=10^8$cm (ca 1.5") und eine Feldstärke von $B_p=10^2$G haben. Nimmt man die Feldstärke, die in der WKZ um zumindest eine Größenordnung größer als in der Photosphäre sein kann (Parker,1955) zu $B_t=\text{const}=10^3$G an, so ergibt sich mit den von Baker et al (1966) berechneten Werten für ρ_{e1}, T_t (s.Tabelle 4) in den Tiefen $t_1=3.6 \cdot 10^8$cm, $t_2=10^9$cm eine Dichtedifferenz zwischen dem Inneren und dem Äußeren der Flußröhre von

$$\Delta\rho_1 = 3 \cdot 10^{-2} \rho_{e1} \quad , \quad \Delta\rho_2 = 10^{-3} \rho_{e2} \, .$$

Die magnetischen Auftriebskräfte einer solchen Flußröhre können daher in einer Tiefe von 10^9cm vernachlässigt werden, während sie in einer Tiefe von nur $3.6 \cdot 10^8$cm durchaus zu einem Aufstieg führen können.

Unter der Annahme, daß der Aufstieg auf Grund der magnetischen Auftriebskraft wegen der turbulenten Reibungskräfte D unbeschleunigt vor sich geht, erhält

man die Bewegungsgleichung

$$m\ddot{x} = F_b - D = 0 \qquad (6.3)$$

Die Auftriebskräfte pro Volumeneinheit bestimmen sich nach Parker (1955) zu

$$F_b = \frac{m \cdot g}{k \cdot T} \frac{B^2}{8\pi} \qquad (6.4)$$

mit $g=2.74 \cdot 10^4 cm/sec^2$ (Schwerebeschleunigung auf der Sonne). Die auf der dynamischen Viskosität η beruhenden Reibungskräfte kann man vereinfacht proportional zu der Aufstiegsgeschwindigkeit ansetzen ($D=\eta v_D$). Hier wird die von Pneuman et al (1972) abgeleitete Reibungskraft

$$D = \rho \cdot (d \cdot \nu \cdot v_D^3)^{1/2} \qquad (6.5)$$

(pro Längeneinheit) verwandt, die zu keinen grundsätzlich anderen Ergebnissen führt. Hierin ist $\nu=\eta/\rho$ die kinematische Viskosität, d der Durchmesser der Flußröhre. Die Geschwindigkeit der aufsteigenden Flußröhre errechnet sich somit als

$$v_D = \left(\left(\frac{m \cdot g}{k \cdot T} \frac{B^2}{8\pi} \frac{d^2}{\rho} \right)^2 \frac{1}{d \cdot \nu} \right)^{1/3} \qquad (6.6)$$

Den Durchmesser der Feldröhre in der Tiefe t kann man auf Grund der Flußerhaltung aus $B_p d_p^2 = B_t d_t^2$ berechnen. Die Aufstiegsgeschwindigkeiten für vier verschiedene Tiefen sind in Tabelle 4 wiedergegeben. Mittelt man über die verschiedenen Geschwindigkeiten, so erhält man die Gesamtzeit des Flußröhrenaufstiegs aus ca $4 \cdot 10^8$cm Tiefe zu 6 Stunden.

Gleiche Überlegungen für den extremen Fall einer Flußröhre mit $B_p=10^3$G, $d_p=5 \cdot 10^8$cm und $B_t=const=10^4$G (Fall II) führen zu $\Delta\rho=0.1\rho_{e2}$, d.h. eine solche Feldröhre kann auch aus einer Tiefe von 10^9cm aufsteigen. Es ergeben sich - wie man Tabelle 4 entnimmt - sehr große Aufstiegsgeschwindigkeiten, die mit dem einfachen Ansatz (Gl.6.3) nicht mehr zu vereinbaren sind. Eine solche Flußröhre brauchte für den Aufstieg aus 10^9cm Tiefe

nur 15 Minuten.
Der Ansatz B_t=const ist sicherlich nicht richtig. Andererseits zeigen Rechnungen von Parker (1955), daß die Materie innerhalb einer aufsteigenden Flußröhre abströmen kann und somit das Gesetz der Massenerhaltung innerhalb der Flußröhre $\rho \cdot d^2$=const nicht allgemein anwendbar ist. Im Falle der Massenerhaltung ergäbe sich das Feld in der Tiefe t zu $B_t = B_p \rho_t / \rho_p$ und würde bei photosphärischen Ausgangsfeldern von 10^2G zu Feldern von $2 \cdot 10^5$G in der Tiefe $t_2 = 10^9$cm führen.

In einem dritten Beispiel ist daher eine tiefenabhängige Feldstärkenverteilung gewählt, die zwischen diesen beiden Extremen liegt. Der Durchmesser der Flußröhren errechnet sich bei den gegebenen Feldstärken wiederum auf Grund der Flußerhaltung. Die Aufstiegsgeschwindigkeiten einer solchen Flußröhre liegen in dem Bereich von 100 m/sec und ein Aufstieg aus der Tiefe 10^9cm würde ungefähr 30 Stunden dauern. Da sowohl die Feldstärke und der Durchmesser als auch die Geschwindigkeiten der Flußröhre größenordnungsmäßig mit den Beobachtungen übereinstimmen, könnte eine solche Flußröhre den wahren Verhältnissen am ehesten entsprechen.

$t(10^8$cm)	ρ(g/cm^3)	η(g/cmsec)	T(K)
.034	$4.0 \cdot 10^{-7}$	$7.3 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^3$
1.5	$7.2 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^4$
3.6	$6.2 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^8$	$2.7 \cdot 10^4$
10.0	$8.2 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^9$	$6.8 \cdot 10^4$

$t(10^8$cm)	$d_I(10^8$cm)	$B_I(10^2$G)	v_{DI}(m/sec)	d_{II}	B_{II}	v_{DII}	d_{III}	B_{III}	v_{DII}
.034	1.0	1	110	5.0	10	$3 \cdot 10^5$	1.0	1	110
1.5	.3	10	540	1.6	100	$6 \cdot 10^4$	.6	3	50
3.6	.3	10	98	1.6	100	10^4	.3	10	98
10.0	.3	10	0	1.6	100	870	.1	100	55

Tabelle 4

6.5 Entwicklungen aktiver Gruppen

Wenn sich die Entstehungen größerer bipolarer Felder auch alle durch aufsteigende Flußröhren erklären lassen und ein supergranularer Entstehungsmechanismus ausgeschlossen werden kann, so bestehen doch bezüglich der Stärke des Feldröhrenausbruchs, seiner Dauer und der Stabilität der entstandenen Fleckengruppe größere Unterschiede. Da sich hierbei eine Abhängigkeit zwischen dem Anfangsstadium der jeweiligen aktiven Gruppe und ihrer späteren Entwicklung andeutet, wird hier der Versuch unternommen, trotz des beschränkten Untersuchungsmaterials den Aktivitätsablauf einer Gruppe aus ihrer Anfangsstruktur zu erklären.
Schon bei der Diskussion der AFS fiel auf, daß die von innen durchlaufene Drehung von der Monopolarität bzw der Bipolarität des Ausgangsfeldes abhing. Dies bestätigt sich nach dem in 6.3 Gesagten auch für die Gruppen Rom 6215, Rom 6217. Bei einer bipolaren Ausgangskonfiguration kann man von der Lage der in Rom 6217 neu entstandenen bzw verstärkten Felder auf nur wenig verdrillte Flußröhren schließen. In Rom 6215 kann aus dem gleichen Grund eine Drehung um zumindest 45° angenommen werden. Darüberhinaus wird auch in diesen beiden Gruppen eine richtige bzw falsche Orientierung von p- zu f-Teil je nach bipolarem oder monopolarem Ausgangsfeld erreicht. Da die Orientierung wiederum ein Zeichen für die Stabilität der Gruppe ist (Weart, 1970b), könnte die Entwicklung der hier beobachteten Gruppen tatsächlich auf die Ausgangsfelder zurückgeführt werden. So drückt sich in allen vier Fällen schon in der Ausgangsstruktur die Dauer der aktiven Phase, der Gesamtflußanstieg, die Veränderung der Feldstruktur und die Stabilität der Flecken aus (s.Abb.6.1). In den beiden Gruppen, in denen sich die Aktivierung in einem monopolaren Ausgangsfeld vollzieht, beträgt die Dauer des Feldröhrenausbruchs weniger als 24

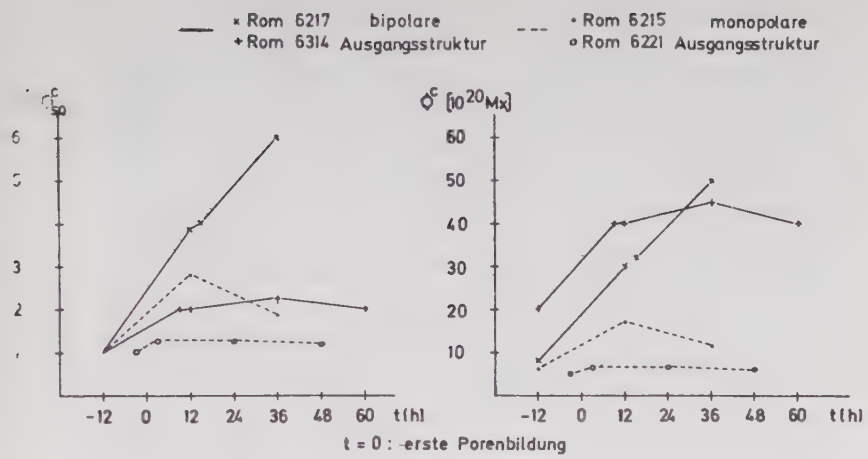


Abbildung 6.1 : Prozentualer (bez. der ersten Beobachtung) und absoluter Flußanstieg und dessen Dauer in Abhängigkeit von der Ausgangsstruktur

Stunden, der Gesamtfluß steigt während dieser Zeit um ca maximal $10 \cdot 10^{20}$Mx, die Feldstuktur verändert sich stärker, ordnet sich aber bereits nach zwei Tagen in das durch das Hintergrundsfeld bzw durch eine inaktive Gruppe vorgegebene Muster ein, in den Flecken deutet sich nach 48 Stunden bereits die beginnende Feldauflösung an.

In den beiden Gruppen, in denen sich der Feldröhrenausbruch in einem bipolaren Feld vollzieht, erstreckt sich die Aktivierungsphase über mehr als 24 Stunden, der Gesamtfluß steigt um mindestens $20 \cdot 10^{20}$Mx, die Feldstruktur bleibt in sich konsistent und ist wesentlich verstärkt, die Flecken erhalten sich über mehr als 48 Stunden ohne Zeichen des Feldabbaus.

Ein Versuch, diese beiden unterschiedlichen Entwicklungstendenzen zu erklären, könnte von einer unterschiedlichen Lage der subphotosphärischen Hauptfeldröhre ausgehen. In 6.2 wurde schon angedeutet, daß die längere

Aufstiegszeit einer von der tief liegenden Hauptflußröhre abgerissenen Teilfeldschleife größere Verdrillungen und damit auch monopolare photosphärische Magnetfelder der p-Polarität erklären könnte. Durch die aufsteigende Teilflußröhre wird die magnetische Auftriebskraft der Hauptflußröhre geschwächt, sodaß sie ihre Lage beibehält. Da kleinere Feldröhren infolge der geringen Auftriebskraft und der Konvektion, die sich sowohl in Verdrillung als auch in räumlicher Verschiebung äußern kann, nicht wesentlich zu einer konzentrierten photosphärischen Feldverstärkung beitragen können, beruht die gesamte Aktivierung auf der zu Beginn der Entwicklung abgerissenen Teilflußröhre. Somit erklärt sich die hinsichtlich der Dauer und des Flußanstiegs begrenzte Aktivierungsphase. Die nur lose Verbindung dieser aktiven Gruppe zu der subphotosphärischen Flußröhre erklärt die baldige Einordnung in das existierende Netzwerk.

Bipolare Ausgangsfelder richtiger Orientierung hingegen könnten auf Hauptflußröhren hindeuten, die - durch keine selbständig aufsteigenden Flußröhren geschwächt - auf Grund ihrer größeren magnetischen Auftriebskräfte in höhere subphotosphärische Schichten aufsteigen konnten. Teilfeldröhren, in ihrer Stärke mit denen der monopolaren Ausgangsfelder vergleichbar (ähnlich große Anfangsflüsse), steigen nun relativ unverdrillt zur Photosphäre auf und bilden die bipolare Ausgangsstruktur. Diese wird durch weitere, von der Konvektion kaum beeinflußte Flußröhren verstärkt. Selbst kleinere Feldröhren können zur Oberfläche gelangen, und ihre Verdrillung ist wegen der Kürze der Aufstiegszeit nur gering. Die Aktivierungsphase dauert somit insgesamt länger, und es gelangt mehr Fluß an die Oberfläche. Die relativ starke Verbindung zwischen Hauptflußröhre und photosphärischem Feld erklärt dessen stabile Struktur.

Dieses Modell ist infolge der geringen Zahl beobachteter aktiver Gruppen und infolge der Unmöglichkeit, die subphotosphärische Feldstruktur direkt zu beobachten, sehr spekulativ. Es paßt nicht in den Rahmen

der Beobachtungen und Überlegungen von Weart (1970a, 1970b,1972), wonach Verdrillungen der Feldröhren nach beiden Seiten gleich häufig vorkommen sollten. Das Modell von Weart (1972) führt die Stabilität von Fleckengruppen allein auf die Verdrillungsrichtung der Feldröhren zurück. So wäre zwar der Schluß vom monopolaren Ausgangsfeld der p-Polarität auf instabile Gruppen im Rahmen dieses Modells ebenfalls begründbar, unerklärt aber bliebe die Beschränkung der Aktivitätsphase. Um Zusammenhänge allgemeinerer Art zwischen den Ausgangsfeldern, der Dauer und Stärke der Aktivierungsphase und der Stabilität der Fleckengruppen zu gewinnen, sind zahlreichere gut aufgelöste Beobachtungen entstehender Aktivitäten notwendig. Diese Vorstellungen sollten lediglich einen Versuch darstellen, die Unterschiede zwischen den beiden beobachteten Entwicklungstendenzen mit Hilfe eines einfachen Modells zu verstehen.

Während also zumindest in den hier beobachteten Fällen die Feldverstärkung bei monopolaren Ausgangsfeldern nach spätestens einem Tag beendet ist, dauert sie bei bipolaren Ausgangsstrukturen an. Ebenso wie für die Entstehung der Felder und Flecken sind auch für ihre weitere Verstärkung aufsteigende Feldschläuche verantwortlich. Dabei kann es, wie in der im Anhang beschriebenen Gruppe Rom 6314 zu komplexen Feldstrukturen in den zwischen p- und f-Teil liegenden Gebieten kommen. Diese Strukturen erklären sich nun, da sowohl größere p- als auch f-Hügel vorhanden sind, durch die Verankerung der Feldröhren in den Zentren beider Polaritäten. Die freien Fußpunkte liegen entsprechend der Ausrichtung der Hauptfeldröhre in dem ehemals feldfreien Mittelteil dicht nebeneinander. Sie bilden ein System kurzlebiger Felder und Poren, die sich an den zwischen ihnen liegenden "echten" neutralen Linien (Frazier, 1972b) vernichten (s.Anhang). Die Beobachtungen von Bumba et al (1965), daß bei komplexen Gruppen nach ca 2 Tagen ein erneuter Feldausbruch zu zwischen den Flecken liegenden Poren führt, weisen auf einen ähnlichen Ent-

wicklungsvorgang hin. Bei der gegenseitigen Vernichtung der Felder - wie sie in Rom 6314 zwischen den Zentren d und e vor sich geht (s.Anhang Abb.A.16) - kann es auf Grund ungenügender Auflösung zu dem Eindruck kommen, daß sich das Magnetfeld der einen Pore im Laufe der Entwicklung umpolt (Wiehr,1970) bzw daß das Feld einer Polarität verschwindet und das der anderen dafür an dieser Stelle auftritt (Schatz,1971). Eine unzureichende Auflösung und das Fehlen hilfreicher chromosphärischer Details kann darüberhinaus weitere, physikalisch nicht erklärbare Feldveränderungen vortäuschen, wie sie zum Beispiel von Schatz (1971) beobachtet werden. Die von Schatz (1971) beobachteten Veränderungsarten der Feldstruktur werden auch hier - speziell in den aktiven Gruppen - festgestellt. Sie lassen sich in jedem Fall auf aufsteigende Flußröhren zurückführen, die bei Verstärkung eines schon bestehenden Zentrums in dem Verschwinden oder Auftauchen nur einer Polarität oder in der Einlagerung einer Polarität in die andere resultieren.

Insgesamt führt die Feldentstehung und -verstärkung durch Flußröhrenaufstiege zu den von Gopasyuk (1969) und Wiehr (1970) beobachteten Ergebnis, daß die zentralen Feldstärken stark ansteigen, die periphären Felder aber kontrahieren. Dieser Vorgang läßt sich sowohl aus den einzelnen Entwicklungen direkt als auch aus der Veränderung der (steigenden) Gradienten und der (wachsenden) $A_{i,j}$-Werte höherer Isogaußniveaus ablesen. Bei diesem Prozess macht sich im Rahmen der Entwicklung einer aktiven Gruppe auch die Wirkung der Supergranulation entscheidender bemerkbar. Sie konzentriert - ähnlich wie teilweise in den inaktiven Gruppen - das Feld an ihren Rändern, die durch das aktive Gebiet vorgegeben sind.

Die komplexe Feldstruktur, die ein aktives Gebiet während der ersten Entwicklungsphase kennzeichnen kann, löst sich auf Grund der Feldvernichtung eng benachbarter Felder entgegengesetzter Polarität auf. Nur zu diesem Entwicklungszeitpunkt verschwindet das Feld auf Grund

eines solchen Vernichtungsvorgangs, bei dem infolge des Zusammentretens der verschiedenen Flußröhren die Feldlinien sich verbinden und der magnetische Fluß (bez. der Longitudinalkomponenten) verschwindet. Wie in den inaktiven Gruppen geht zu einem späteren Zeitpunkt die direkte Feldannihilation nur noch an den zufälligen, räumlich eng begrenzten Berührungspunkten der p- und f-Teile vor sich. Der dominierende Mechanismus des Feldabbaus ist dann der in 6.1 beschriebene, der durch die Diffusion bzw die Umverteilung kleinerer Felder durch die Supergranulation charakterisiert ist.

Dieser Entwicklungsabschnitt sowie das Verhalten der inaktiven Fackeln bestätigt die Vermutung von Frazier (1972b), daß echte neutrale Linien durch austretende Flußröhren bewirkt werden. Entsprechend sind die aktiven Fackeln in ihrer Aktivierungsphase durch scharf definierte, echte neutrale Linien gekennzeichnet, an denen hohe Feldgradienten beobachtet werden, während bei den inaktiven Fackeln zu jeder Zeit nur sehr viel breitere "pseudo"-neutrale Linien ausgeprägt sind, an denen eine direkte Feldannihilation nicht vor sich geht.

6.6 Auflösung aktiver Gruppen

Bei der je nach Anfangsstruktur früher oder später einsetzenden Feldauflösung besteht das (aktive) Gebiet wieder aus klar getrennten p- und f-Teilen, zwischen denen eine pseudo-neutrale Linie breit definiert ist. Zwar wurden von dieser Auflösungsphase nur die frühen Anfänge beobachtet, da das Schwergewicht der Messungen auf der Entstehungsphase lag, jedoch zeigen sich auch hier Übereinstimmungen zu dem von Gopasyuk (1969) beobachteten Feldabbau. Dieser vollzieht sich in einer Expansion des Gesamtfeldes, die am Rand schneller als im Zentrum vor sich geht. Deutlich wird dies zum Beispiel im Endstadium der Entwicklung von Rom 6221: Sowohl im p- als auch im f-Teil bauen sich die Felder mit kleinerer Feldstärke schneller ab. Dementsprechend vergrößern sich die mit kleineren Feldern bedeckten Gebiete, während die Zentralgebiete noch relativ stabil bleiben.

Hierbei scheint im f-Teil der zentrale Feldabbau wiederum schneller vor sich zu gehen, da die Feldstärken dort stärker als im p-Teil gesunken sind. Ähnliche Feststellungen lassen sich in Rom 6215, Rom 6314 machen. Ein Maß für die Veränderungen und den Abbau sind auch hier wieder die $A_{i,j}$, die die Feldkonzentrationen in den Zentral- und Gesamtgebieten wiederspiegeln. So wachsen im Gesamtgebiet die $A_{i,j}$ der tieferen Niveaus, während sich im Zentralgebiet die Werte der höchsten Niveaus zu Gunsten der mittleren abbauen. Die unterschiedliche Abnahme der Werte verschiedener Isogaußniveaus, die bei den tieferen größer ist, drückt das schnellere Zerfließen der kleineren Felder gegenüber den größeren aus. Auch hierbei kann ein leichter Unterschied zwischen den p- und den f-Teilen bemerkt werden. So wird z.B. in Rom 6314 der Eindruck erweckt, daß die f-Felder sich schneller von innen her abbauen (die $A_{i,j}$ der höheren Niveaus nehmen stark ab, die Werte der mittleren Niveaus werden deutlich größer), während sich der Abbau der p-Felder um einen stabilen Kern mehr von außen her vollzieht (die $A_{i,j}$ der höheren Niveaus bleiben relativ stabil, die der mittleren werden kleiner). Die Beobachtungstechnik erlaubt keine Aussage über den Vorgang dieses Abbaus. So kann nicht gesagt werden, inwieweit er sich durch abwandernde magnetische Knoten oder durch ein allgemeines Zerfließen der Felder vollzieht. Sicherlich spielt im Laufe des Zerfalls die Supergranulation eine immer bestimmendere Rolle, die sich - wie im Falle der inaktiven Fackeln - in einer Umverteilung der peripheren Felder und einer Konzentration zentraler Felder bemerkbar macht. Wie aus der Betrachtung der inaktiven Fackeln deutlich wird, spielt dieser Prozess jedoch erst nach dem Verschwinden der stabileren Poren auch für die Zentralfelder eine entscheidendere Rolle. Die Einordnung der schwächeren Felder einer aktiven Gruppe in ein bestehendes Netzwerk, wie sie z.B. in Rom 6221 beobachtet werden kann, basiert sicherlich auf einem solchen Mechanismus.

Die von Sheeley (1971) erwartete zentrale Lage eines alten Flecks im Rahmen einer Supergranule wird in den Gruppen zumeist nicht beobachtet. Die Lage der p-Flecken bezüglich des sie umgebenden Netzwerks weist eventuell in Rom 6221 und Rom 6314 daraufhin, daß die Mitte einer Supergranule von einem Fleck gebildet wird. Jedoch entsprechen wie in Rom 6215 auch in diesen beiden Fällen die Feldstrukturen während eines großen Teils der beobachteten Auflösungsphase mehr denen der inaktiven Fackeln. Die magnetischen Zentren sind in solchen Konfigurationen stets die Eckpunkte des Supergranulationssystems.

Allgemein reduziert sich somit der Unterschied zwischen den aktiven und inaktiven Facklen auf eine wenige Tage dauernde aktive Phase der Feldverstärkung. Vor dem Einsetzen dieser Phase ähneln die aktiven Fackeln den inaktiven Gruppen mit einer konzentrierten bipolaren oder mit einer monopolaren Feldstruktur. In ihrem Verhalten und in ihren Feldparametern deutet nichts auf einen bevorstehenden Feldröhrenausbruch hin. Eventuell vollzieht sich dieser bevorzugt in monopolaren Feldgebieten oder in bipolaren Feldern richtiger Orientierung. Wie die östlich von Rom 6215 liegende Fackel, die inaktiv bleibt, zeigt, ist auch das jedoch kein eindeutiger Hinweis auf eine kommende Verstärkung. Auch aus der vollzogenen zeitlichen Entwicklung kann man keine Vorhersage für das Auftreten einer Aktivierung ableiten. Die Aktivierung kann sowohl nach einer längeren Entwicklung (Rom 6217, Rom6314) als auch nach einer relativ kurzen ersten Entwicklungsphase (Rom 6215) einsetzen.

Sicherlich aber ist die Entstehung einer stabileren, aktiven Fleckengruppe eher aus einer bipolaren, konzentrierten Fackel zu erwarten, deren Entstehung noch nicht lange zurückliegt. Die richtige Orientierung von p- zu f-Teil und die Ausbildung eines Netzwerks, aus dem der Entwicklungsstand der Fackel ersichtlich wird, mögen weitere Hinweise auf das Einsetzen einer Aktivierung sein.

Die Flüsse und Feldkonfigurationen der inaktiven Fackeln mit verteilter, bipolarer Struktur weisen auf das Zerfallsstadium der aktiven Gruppen hin. Poren bilden sich in solchen Fällen (Ausnahme Rom 6221) auf Grund der konzentrierenden Wirkung der Supergranulation. Konstanz der Flüsse über einen größeren Zeitraum und die Kurzlebigkeit der Poren deuten darauf hin, daß in einem solchen Entwicklungsstadium keine Aktivierung mehr zu erwarten ist.

6.7 Geschwindigkeitsfelder

Die Struktur der Geschwindigkeitsfelder in den aktiven wie inaktiven Gruppen entspricht in den meisten Fällen dem bekannten Bild: In mit Magnetfeldern bedeckten Gebieten fällt die Materie, in magnetfeldfreien Gebieten steigt sie auf. Das vertikale Geschwindigkeitsfeld repräsentiert dabei in vielen Fällen (z.B. Mc Math 399 (2.7.,Abb.A.1), Mc Math 486 (28.8.,Abb.A.2), Mc Math 944 (1.7.,Abb.A.4)) die durch Magnetfeldkonfiguration und Ca-Netzwerk angedeutete Supergranulationsstruktur. Neben diesen normalen Geschwindigkeitskomponenten werden in den inaktiven Gruppen keinerlei andere Strukturen festgestellt. Abweichungen von dem bekannten Muster (z.B. die anscheinend polaritätsabhängige Geschwindigkeitsstruktur in Mc Math 486 (28./30.8.,Abb.A.2) bzw nur unvollständig ausgebildete Geschwindigkeitsfelder (z.B. Mc Math 399 (27.6.,Abb.A.1)) müssen durch apparative Mängel (s.u.) und Retardationseinflüsse bzw durch die Reduktionsmethode erklärt werden.

Wenn die Supergranulationsstruktur in den aktiven Gruppen zumeist weniger deutlich ausgeprägt ist, so liegt das hauptsächlich an der Beschränkung der Registrierungen auf die mit Magnetfeldern bedeckten Gebiete. Aber auch hier zeigen sich zumindest in den mit einem gut ausgeprägten Netzwerk versehenen Fackeln (z.B. Rom 6221, Abb.A.11) solche Strukturen. Gerade diese Gruppe ist jedoch auch ein Beispiel dafür, daß

man von der richtigen Wiedergabe des Supergranulationsmusters nicht unbedingt auf generell richtige Geschwindigkeitsmessungen schließen kann. So ist die über der p-Pore gemessene Aufwärtsströmung (17.9./16^{oo}) auf Grund der vorangegangenen Messungen, des umgebenden Geschwindigkeitsfeldes und der Magnetfeldstruktur des nächsten Tages sicherlich nur instrumentell bedingt. Da das großräumige Geschwindigkeitsfeld die Netzwerkstruktur zu diesem Zeitpunkt richtig wiedergibt, war die Dopplerregistrierung in diesem Fall eventuell feldstärkeabhängig. Dieser Effekt, der sich bei den vorausgegangenen Messungen nicht zeigt, könnte mit dem Totalausfall der anfälligen Registriereinheit des Dopplerkompensators am 18.9. zusammenhängen. Die Reproduzierbarkeit der Geschwindigkeitsmessungen war ansonsten gut. Hierauf weisen neben den beiden Registrierungen vom 28.8.71 (8^{oo}/10^{oo},s.Abb.A.2) die Dopplermessungen des Gebiets um c (Rom 6314, 19.6., 9^{oo}, Abb.A.15) hin, die in einem zeitlichen Abstand von ca 15 Minuten aufgenommen wurden und in dem Detailgeschwindigkeitsfeld weitgehende Übereinstimmung zeigen.

Da alle vier Gruppen zum Zeitpunkt der Fleckenentstehung in der Sonnenmitte lagen, war es unmöglich, die horizontalen Komponenten des Geschwindigkeitsfeldes und damit den Übergang von einem normalen Fackel- bzw Supergranulationsgeschwindigkeitsfeldes zu einem durch den Evershed-Effekt charakterisierten Fleckströmungsfeld zu beobachten. Da jedoch in einem von Wilson (1972) vorgeschlagenen Fleckenmodell der Wechsel in der Struktur der WKZ vor der Fleckenentstehung auf die Verstärkung der aufwärts gerichteten Vertikalkomponente des Geschwindigkeitsfeldes (unter dem sich verstärkenden Gebiet) zurückgeführt wird, sollte es vielleicht möglich sein, aus der vertikalen Geschwindigkeitskomponente auf den Übergang zur Evershed-Strömung zu schließen. Wie schon in 6.2 beschrieben wird aufströmende Materie zumeist in Verbindung mit AFS und in der Nachbarschaft sich verstärkender Magnetfelder beobachtet. Solche Ge-

schwindigkeitsstrukturen treten in allen vier Gruppen zusammen mit den entsprechenden Magnetfeldveränderungen auf. Aus den Beobachtungen wurde in 6.2 und 6.3 auf aufsteigende Flußröhren geschlossen, die beim Aufstieg aus subphotosphärischen Schichten Materie mitnehmen. Die Materie strömt in den Fußpunkten der Flußröhre - und das heißt, in den neuen bzw sich verstärkenden Magnetfeldern - zur Photosphäre zurück. Während das Geschwindigkeitsfeld solcher AFS in der Sonnenmitte sich eindeutig aus aufwärts bzw abwärts gerichteten Komponenten zusammensetzt, enthält es bei Beobachtungen in der Nähe des Sonnenrandes infolge der Neigung der Feldröhren horizontale Bewegungskomponenten, die beobachtet werden können. Je nach Lage der Feldröhren kann dadurch eine Einströmung in die Fußpunktfelder angedeutet werden. Aus diesem Grunde lassen sich Bumbas (1967) Geschwindigkeitsbeobachtungen in einer jungen aktiven Gruppe am Sonnenrand mit der Geschwindigkeitsstruktur eines AFS vereinbaren. Diese Annahme wird durch das gleichzeitig von ihm beobachtete chromosphärische Absorptionselement bestärkt. In der von Bumba (1967) auf Grundvon Beobachtungen an einer sich nicht mehr weiter entwickelnden Gruppe (s.Seite 48) vermuteten Abhängigkeit zwischen dem Alter der Felder und einer Einströmungstendenz drückt sich die Beendigung der Aktivitätsphase aus. Sobald die Feldverstärkung der Gruppe durch aufsteigende Flußröhren beendet ist, werden auch keine Einströmungen mehr beobachtet.
In dem Geschwindigkeitsfeld der Fackel tritt somit während der Aktivierung neben der Materieeinströmung eine vertikal nach außen gerichtete Geschwindigkeitskomponente auf. Im Gegensatz zu dem normalen, stabilen Geschwindigkeitsfeld werden diese Strömungen jedoch nie über einen längeren Zeitraum beobachtet. Sie treten außerdem nie direkt über den magnetischen Zentren auf. So bleibt die Frage, wie und wann sich in diesen Zentren, in denen durch Feldverstärkung Poren bzw Flecken entstehen, die Evershed-Strömung ausbildet. Die Beobachtungen von Bumba (1967) deuten an, daß sich dieser Prozess

nicht unmittelbar nach dem Auftreten von AFS vollzieht.

Das Modell von Wilson (1972) ist zu spekulativ und zu qualitativ formuliert, als daß es detaillierte Fragen beantworten könnte. In ihm wird die Entstehung der Evershed-Strömung auf dem Übergang von einem zweizelligen, durch Viskositätseffekte vertikal verbundenen Supergranulationssystem zu einem einzelligen System begründet. Dieser Übergang ist durch eine Verstärkung der konvektiven, vertikalen Geschwindigkeitskomponente gekennzeichnet. Da Wilson (1972) jedoch keine Aussage über die Stabilität dieser Aufwärtsbewegung bzw über den Übergang von dieser Aufwärtsbewegung in eine Evershed-Strömung macht, ist ein Vergleich mit den hier vorliegenden Beobachtungen und den Ergebnissen von Bumba (1967) nicht möglich.
Ein Zusammenhang zwischen der Supergranulationsströmung und dem einsetzenden Fleckenzerfall kann im Geschwindigkeitsfeld nicht beobachtet werden. Weder das Geschwindigkeitsfeld noch das Netzwerk weisen den Fleck als Zentrum einer Supergranule aus (mögliche Ausnahmen: Rom 6221, Rom 6314). Dies mag einerseits an den auf wenige Tage beschränkten Beobachtungssequenzen liegen, andererseits eventuell ein Zeichen für die geringe Größe der Aktivitätszentren sein.
Die Struktur der Evershed-Strömung wird, da fast alle Beobachtungen in der Nähe der Sonnenmitte ausgeführt wurden, nur in einem Fall (Rom 6314) beobachtet.

6.8 Filamentäre Magnetfeldstruktur

Das von Stenflo (1971) entwickelte Filamentmodell sieht die Konzentration photosphärischer Magnetfelder (H=500G) in sehr kleinen Gebieten (Filamenten mit d=1") vor. Die Überlegungen, die zu diesem Modell führten, wurden hauptsächlich durch Beobachtungen von Harvey et al (1969) angeregt. Die temperaturempfindliche Linie FeI 5250 zeigte in photosphärischen Gebieten mit Magnetfeldern zwischen 4Cund 400G (gemessen mit der temperaturunempfindlichen Linie FeI 5233) Profiländerungen, die von der gemessenen Feldstärke unabhängig waren.

Harvey et al (1969) boten für diesen Effekt zwei Erklärungsmöglichkeiten an:
1. Das Magnetfeld bewirkt einen Temperaturanstieg und ruft ein von der Feldstärke unabhängiges Temperaturplateau hervor.
2. Die Temperatur ist eine Funktion der Feldstärke; alle magnetischen Gebiete außerhalb von Sonnenflecken haben die gleiche Feldstärke.
Das Modell von Stenflo (1971) basiert auf der zweiten Möglichkeit. In ihm setzt sich die Photosphäre aus filamentären und interfilamentären Gebieten zusammen. Der magnetische Gesamtfluß ist zu einem großen Teil in den filamentären Gebieten konzentriert; interfilamentäre Gebiete sind nur mit kleinen Magnetfeldern bedeckt.
Die Beobachtungsmöglichkeit dieser kleinen Strukturen ist statistisch durch den Vergleich zweier Magnetogramme gegeben, die von demselben Gebiet zur selben Zeit mit Hilfe temperaturempfindlicher bzw -unempfindlicher Linien aufgenommen wurden. Dabei geht man von der Voraussetzung aus, daß die in beiden Linien gemessenen interfilamentären Magnetfelder übereinstimmen, die filamentären Magnetfelder sich jedoch um einen Faktor δ unterscheiden.
Erste Messungen wurden von Howard und Stenflo (1972) mit einem quadratischen Eingangsloch von 17" Seitenlänge durchgeführt. Dies widerspricht den von Stenflo (1966) selbst durchgeführten Auflösungsuntersuchungen (s.Seite 37). Es erscheint daher zweifelhaft, ob die geglückte Trennung von filamentären und interfilamentären Strukturen einem sonnenphysikalischen Sachverhalt entspricht.
Bei den zuletzt durchgeführten Messungen (Frazier und Stenflo,1972), die sich mit dem Filamentmodell beschäftigen, wird ein quadratisches Eingangsloch von 2.4" Seitenlänge verwendet. Die Ergebnisse scheinen für das Filamentmodell zu sprechen. Faßt man jedoch den interfilamentären Meßwert, der zwischen 0.5 G und 4.0 G liegt, als Rauschanteil auf, so reproduzieren die Mes-

sungen lediglich die Diskrepanz zwischen zwei bezüglich magnetischer und Temperaturempfindlichkeit unterschiedlicher Linien. Bezüglich der Abhängigkeit zwischen Temperatur und Magnetfeld kommen dann wieder die beiden obigen Erklärungsmöglichkeiten in Frage.
Diese allgemeine Kritik wird durch verschiedene Details bestärkt: Die Messungen lassen sich teilweise nur erklären, wenn man unterschiedliche Filamentmodelle zu Grunde legt - annahmefreier wäre die Erklärung, daß sich die Linienprofile wegen anderer Temperaturverhältnisse hier wieder ähneln.
Die Streuung der Meßpunkte um den Faktor δ wird mit individuellen Variationen in den verschiedenen aktiven Gebieten erklärt - ein auf Profiländerungen beruhender Faktor δ könnte die Streuungleichter erklären.
Ein untersuchtes Gebiet enthält überhaupt keinen negativen Fluß und zeigt unverhältnismäßig hohe δ-Werte, was mit diesem Modell überhaupt nicht verstanden werden kann - eventuell liegt hier ein breit verteiltes Feld mit nur wenigen Emissionspunkten vor, sodaß sich die Profile wieder mehr ähneln.

Die hier vorliegenden Beobachtungen können diese Kritik zwar nicht durch eine statistische Analyse untermauern, auf Grund der mit verschiedenen Auflösungen gewonnenen Magnetogramme verstärkt sich aber der Eindruck, daß zumindest in den hier untersuchten Fackeln das Magnetfeld in großräumigeren Gebieten verteilt ist. So reproduziert sich die Magnetfeldstruktur in Mc Math 486 (28.8.,Abb.A.2) ziemlich genau, obwohl sie mit drei verschieden großen Eintrittslöchern aufgenommen wurde.
Die Existenz einer filamentären Struktur müßte sich beim Übergang zu höherer Auflösung in der deutlichen Separation einzelner magnetischer Hügel und in einer schärferen Strukturierung des Feldes kleinerer Feldstärken zeigen. Hier jedoch bleiben selbst einzelne Details der schwächeren Felder unabhängig von der Auflösung erhalten. Dies bestätigt sich auch in den Magnetogrammen der anderen Gebiete. - Auch wechselnde Seeingbedingungen, die den Effekt höherer Auflösung zum

Teil abschwächen könnten, beeinflussen die registrierte Feldstruktur nicht in dieser Richtung. Wie aus Mc Math 944 (4.7.,Abb.A.4) ersichtlich, reproduzieren sich die zu verschiedenen Tageszeiten (unter verschiedenen Seeingbedingungen) gemessenen Felder vor allem in den schwächeren, zusammenhängenden Feldteilen. Die Felder zwischen den magnetischen Hügeln zeigen keinerlei Strukturierungen. Ebenso unerklärbar im Rahmen eines Filamentmodells wie die von Frazier et al (1972) beobachtete monopolare Gruppe bleibt die Struktur der Fackel Mc Math 509. Die Konzentration vieler stärkerer Felder einer Polarität in Filamenten, wie sie eventuell in der Feldstruktur (13.9.,Abb.A.3) angedeutet sein könnte, müßte in der unmittelbaren Nachbarschaft auch meßbare Felder der entgegengesetzten Polarität zur Folge haben. Diese werden jedoch nicht beobachtet.
Wenn auch an einer diskontinuierlichen Magnetfeldverteilung kein Zweifel besteht - die Entdeckung und Diskussion der magnetischen Knoten (u.a. Beckers et al, 1968) ist nur ein Beweis dafür -, so scheint der Schluß auf so extreme Fälle, wie sie das Filamentmodell darstellt, doch etwas verfrüht und weder durch die zu Grunde liegenden Beobachtungen noch durch detaillierte Magnetfelduntersuchungen gerechtfertigt.

Zusammenfassung

Um Kenntnisse über den Vorgang von Fleckenentstehungen zu erhalten, legt es der offenbar ursächliche Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Magnetfeldern nahe, die zeitliche Veränderung der Magnetfelder vor und während der Fleckentstehung zu beobachten. Durch die Benutzung eines CaK-Filters als Indikator neu entstehender Aktivität wurde es möglich, Gebiete mit interessanter Magnetfeldstruktur und geringer Feldstärke (um 100G), in denen eine Fleckentstehung vermutet werden konnte, früh zu entdecken und magnetographisch mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu vermessen. Bei 16 derartigen Untersuchungen setzte in 4 Fällen eine Fleckenbildung ein. An weiteren 4 Fackeln wurde das Verhalten sogenannter inaktiver Fackeln studiert, in denen sich trotz hoher Feldstärken keine stabilen Flecken ausbildeten.

Die Beobachtungen weisen darauf hin, daß Magnetfelder an der Sonnenoberfläche generell durch aufsteigende Flußröhren entstehen. Für die Bildung von Fleckengruppen kann dies in den vier Fällen als gesichert angesehen werden. Die Supergranulation spielt bei dem Aufstieg der Flußröhren aus den subphotosphärischen Schichten sowie in der gesamten aktiven Entwicklungsphase nur eine untergeordnete Rolle.Die Entwicklungen vollzogen sich von dem p- zum f-Teil.

Die Flußröhren können kurz nach dem Durchbrechen der photosphärischen Schichten durch mitgeführte Materie als Arch Filament Systeme sichtbar werden. Die Drehung der AFS und ihre zuletzt erreichte Orientierung, die ein Hinweis auf die Stabilität der Gruppe ist, steht in enger Beziehung zur Magnetfeldstrutkur des Vorfleckstadiums. In monopolaren Feldern scheinen sich relativ instabile Gruppen zu bilden. Die Drehung der AFS, die durch eine subphotosphärische Verdrillung der Feldröhre infolge Konvektionsströmungen erklärt werden kann, ist für die unterschiedliche Verteilung der p- und f-Felder verantwortlich.

Auch die Verstärkung der Fleckenfelder, die nur bei einer bipolaren Ausgangsstruktur erfolgte, geschieht durch aufsteigende Flußröhren. Diese äußern sich im Geschwindigkeitsfeld durch entgegengesetzte, vertikale Geschwindigkeitskomponenten. Die komplexe Feldstruktur, die in der Verstärkungsphase zwischen den beiden Hauptfeldern auftreten kann, löst sich durch eine direkte Feldvernichtung an echten neutralen Linien auf. Das Ende der Verstärkungsphase ist durch gut getrennte p- und f-Teile gekennzeichnet.
Die Feldauflösung macht sich in einem Abbau der magnetischen Hügel und in einer Ausdehnung der schwächeren Felder bemerkbar. Die Entwicklung leitet zu der Feldkonfiguration inaktiver Fackeln mit verteiltem, bipolaren Feld über. Die Feldstruktur ist durch stabile magnetische Hügel gekennzeichnet, um die herum schwächere, periphäre Felder durch die Supergranulationsströmung verteilt und neu konzentriert werden. Die Supergranulationsströmung verhindert zum Teil auch den Abbau der magnetischen Hügel, in denen sich auf Grund von Feldkonzentrationen kurzlebige Poren bilden können. Die magnetischen Hügel liegen an den Eckpunkten des Netzwerks, dessen Struktur sie auf Grund ihrer Stabilität mitprägen. Der Feldabbau vollzieht sich auf Grund der Umverteilung schwächerer und kleinerer Felder und geht nur langsam vor sich.
An Hand der Beobachtungen können zahlreiche, von anderen Autoren durchgeführte Einzeluntersuchungen besser verstanden bzw interpretiert werden. Darüberhinaus liefern die Magnetogramme weitere Argumente gegen eine filamentäre Verteilung der photosphärischen Magnetfelder.

Infolge der beschränkten Anzahl beobachteter Fleckenentstehungen verbietet sich eine Verallgemeinerung der Entwicklungstendenzen. Speziell bei der Interpretation des Zusammenhangs zwischen Ausgangsstruktur und Entwicklung der Gruppen macht sich das Fehlen weiterer Entwicklungssequenzen bemerkbar. Daher sind für eine weiterführende Diskussion und für eine allgemeinere Interpretation der Entstehungsvorgänge zahl-

reichere Beobachtungen dieser Art notwendig. Die Verwendung von Videomagnetogrammen zusammen mit entsprechenden Dopplergrammen und Filtergrammen chromosphärischer Linien scheint sich hierbei besonders zu empfehlen. Künftige Beobachtungen dieser Art sollten zu einem adäquaten Entwicklungsbild der Dopplergeschwindigkeiten führen. Die Lösung dieser Aufgabe ist in der vorliegenden Arbeit nur zu einem kleinen Teil gelungen.

Literaturverzeichnis

Abetti,G.: 1932, Publ. Real. Osserv. Arcetri 50, 47
Babcock,H.W.: 1953, Astrophys.J. 118, 387
Babcock,H.D.: 1959, Astrophys.J. 130, 364
Babcock,H.W.: 1961, Astrophys.J. 133, 572
Baker,N.;Temesvary,S.:1966, Tables of Convective Stellar Envelope Models (2.Aufl.;New York:Goddard Inst. for Space St.)
Bappu,M.K.V.;Grigorjev,V.M.;Stepanov,V.E.:1968, Solar Phys. 4, 409
Beckers,J.M.:1964, AFCRL Env.Res.Papers No.49
Beckers,J.M.:1968, Solar Phys. 5, 15
Beckers,J.M.:1971a, in R.Howard (Hrsg.), IAU Sympos.No.43,3 D.Reidel, Dordrecht
Beckers,J.M.:1971b, IAU Comission 10, mem.2
Beckers,J.M.; Schröter,E.H.: 1968, Solar Phys. 4, 142
Beckers,J.M.; Schröter,E.H.: 1969, Solar Phys. 10, 384
Bhatnagar,A.: 1971, Solar Phys. 16, 40
Bray,R.J.; Loughhead,R.E.: 1964, Sunspots; Chapman and Hall, London
Bruzek,A.: 1967, Solar Phys. 2, 451
Bruzek,A.: 1969, Solar Phys. 8, 29
Bruzek,A.: 1972, in Doyer (Hrsg.), Sol.Terr.Phys., 49
Brückner,G.; Schröter,E.H.; Voigt,H.H.: 1967, Solar Phys.1, 487
Bumba,V.: 1960, Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ. 23, 250
Bumba,V.: 1967, Bull. Astr. Inst. Czechosl. 18, 238
Bumba,V.; Howard,R.: 1965, Astrophys.J. 141, 1492
Clark,Jr.,A.; Johnson,H.K.: 1967, Solar Phys. 2, 433
Chapman,G.A.: 1972, Solar Phys. 26, 299
Deubner,F.L.: 1967, Solar Phys. 2, 451
Deubner,F.L.: 1969, Solar Phys. 9, 343
Evershed,J.: 1909, Bull. Kodaikanal Observ. 2, 63
Foukal,P.: 1972, Astrophys.J.173, 439
Frazier,E.N.: 1968, Astrophys.J. 152, 557
Frazier,E.N.: 1970, Solar Phys. 14, 89
Frazier,E.N.: 1972a, Solar Phys. 24, 98
Frazier,E.N.: 1972b, Solar Phys. 26, 130
Frazier,E.N.; Stenflo,J.O.: 1972, Solar Phys. 27, 330

Giovanelli,R.G.: 1970, Proc. Astron. Soc. Australia 1, 363
Gopasyuk,S.I.: 1967a, Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ. 36, 56
Gopasyuk,S.I.: 1967b, Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ. 38, 65
Gopasyuk,S.I.: 1969, Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ. 50, 111
Hale,G.E.: 1908, Astrophys.J. 28, 315
Harvey,J.; Livingston,W.: 1969, Solar Phys. 10, 283
Harvey,K.; Harvey,J.: 1972, Bull. Astr. Americ. Soc. 4, 384
Howard,R.: 1972, Solar Phys. 24, 123
Howard,J.; Stenflo,J.O.: 1972, Solar Phys. 22, 402
Jäger,F.W.: 1972, Solar Phys. 27, 481
Jäger,F.W.: 1973, priv. Mitteilung
Jäger,F.W.; Oettken,L.: 1963, Publ. Astr. Obs. Potsdam 31, I
Jäger,F.W.; Oettken,L.: 1963, Publ. Astr. Obs. Potsdam 31, V
St.John,C.E.: 1913, Astrophys.J. 37, 322
Kiepenheuer,K.O.: 1953, Astrophys.J. 117, 447
Leighton,R.B.: 1964, Astrophys.J. 140, 1547
Leighton,R.B.: 1969, Astrophys.J. 156, 1
Leighton,R.B.; Noyes,R.W.; Simon,J.: 1962, Astrophys.J. 135, 474
Makita,M.: 1963, Publ. Astron. Soc. Japan 15, 145
Makita,M.: 1970, Ann. Tokyo Astr. Obs. 2.Ser.XII No.2, 139
Makita,M.; Nishi,K.: Ann. Tokyo Astr. Obs. 2.Ser.XII/2, 121
Martres,M.J.; Soru-Escaut,I.: 1972, Solar Phys. 21, 137
Meyer,F.; Schmidt,H.U.: 1973, Mitt. d. Astr. Gesellschaft
Musman,S.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 289
D.Reidel, Dordrecht
Parker,E.N.: 1955, Astrophys.J. 121, 491
Peckover,R.S.: 1973, zitiert in H.K.Muffat, J.Fluid Mech.57, 631
Pneuman,G.W.; Raadu,M.A.: 1972, Astrophys.J. 172, 739
Ponomarenko,Y.B.: 1972, Sov. Astr. 16, 116
Rogers,E.H.: 1970, Solar Phys. 13, 57
Rossbach,M.: 1969, Diplomarbeit Göttingen
Ruben,G.: 1959, Optik 16, 326
Schatz,D.L.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 243
D.Reidel, Dordrecht
Schoolman,S.A.: 1972, Bull. Astr. Americ. Soc. 4, 409
Schröter,E.H.: 1962, Z.Astrophys. 56, 183
Schröter,E.H.: 1965, Z.Astrophys. 62, 256
Schröter,E.H.: 1967, in J.N.Xanthakis (Hrsg.), Solar Physics,32
Interscience Publishers, London

Schröter,E.H.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 167 D.Reidel, Dordrecht
Schröter,E.H.: 1973, Mitt. d. Astr. Gesellschaft
Schröter,E.H.; Wiehr,E.: 1968, Mitt. d. Astr. Gesellschaft 25,157
Schulz,L.G.: 1954, J.Opt. Soc. America 44, 357
Schulz,L.G.; Tangherlini,F.R.: 1954, J. Opt. Soc. America 44, 362
Seares,F.H.: 1913, Astrophys.J. 38, 99
Sheeley,N.R.: 1968, Solar Phys. 5, 442
Sheeley,N.R.: 1972, Solar Phys. 25, 98
Sheeley,N.R.; Bhatnagar,A.: 1971, Solar Phys. 19, 338
Simon,G.W.; Leighton,R.B.: 1963, Astron.J. 68, 291
Smithson,R.C.: 1972, Bull. Astr. Soc. Americ. 4, 392
Steenbeck,M.; Krause,F.: 1969, Astron. Nachr. 291, 49
Stellmacher,G.; Wiehr,E.: 1971a, Solar Phys. 17, 21
Stellmacher,G.; Wiehr,E.: 1971b, Solar Phys. 18, 220
Stenflo,J.O.: 1966, Medd. Lund I, 215
Stenflo,J.O.: 1966, Acta Univ. Lund. II, 68 No.1
Stenflo,J.O.: 1968, in K.O.Kiepenheuer (Hrsg.), IAU Symp. No.35, 47 D.Reidel, Dordrecht
Stenflo,J.O.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 101 D.Reidel, Dordrecht
Tanenbaum,A.S.; Wilcox,J.M.; Frazier,E.N.; Howard,R.: 1969, Solar Phys. 9, 328
Unno,W.: Publ. Astron. Soc. Japan 8, 108, 1956
Vassilyeva,G.Y.; Korobova,Z.B.; Tchandaev,A.K.: 1968, in K.O.Kiepenheuer (Hrsg.), IAU Symp. 35, 151, D.Reidel Dordrecht
Veeder,G.J.; Zirin,H.: 1970, Solar Phys. 12, 391
Vrabec,D.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 329 D.Reidel, Dordrecht
Weiss,N.O.: 1971, in R.Howard (Hrsg.), IAU Symp. No.43, 757 D.Reidel, Dordrecht
Wiehr,E.: 1968, Dissertation Göttingen
Wiehr,E.: 1970a, Solar Phys. 11, 399
Wiehr,E.: 1970b, Solar Phys. 15, 148
Wiehr,E.: 1971, Solar Phys. 18, 226
Wittmann,A.: 1971, Solar Phys. 20, 78
Wittmann,A.: 1972, Solar Phys. 23, 294
Wittmann,A.: 1973, Dissertation Göttingen

Weart,S.R.: 1970a, Solar Phys. 14, 274
Weart,S.R.: 1970b, Astrophys.J. 162, 987
Weart,S.R.: 1972, Astronphys.J. 177, 271
Wilson,P.R.: 1972, Solar Phys. 27, 354

Danksagungen

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. E.H.Schröter für die Anregung des Themas und für seine stete Förderung dieser Arbeit. Herrn Dr. E.Wiehr danke ich für die Einweisung in das Instrumentarium und für viele hilfreiche Diskussionen. Die Herren Dipl.Phys. H. Schleicher, Dr. G.Stellmacher und Dr. A.Wittmann waren mir in verschiedener Weise bei der Lösung auftretender numerischer Probleme behilflich. Die Rechnungen wurden mit der UNIVAC 1108 der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung - Göttingen durchgeführt. Herr Dr. H.Wöhl setzte sich für die Anwendung des in Locarno neu installierten Honeywell Computers H316 auf magnetographische Beobachtungen ein. Die Außenstation Locarno der Göttinger Sternwarte wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, unterhalten.
Das Fraunhofer-Institut, Freiburg, stellte mir die Routinefiltergramme der Sonne zur Verfügung. Herr Dipl.Phys.R.Born (Freiburg) überließ mir freundlicherweise verschiedene Filtergramme der Gruppe Rom 6314.
Allen wissenschaftlichen und technischen Angestellten der Göttinger Sternwarte danke ich für ihre Diskussionsbereitschaft und für die gute Zusammenarbeit.
Meine Frau Marita Roßbach trug durch ihr Verständnis nicht unerheblich zur Fertigstellung dieser Arbeit bei.

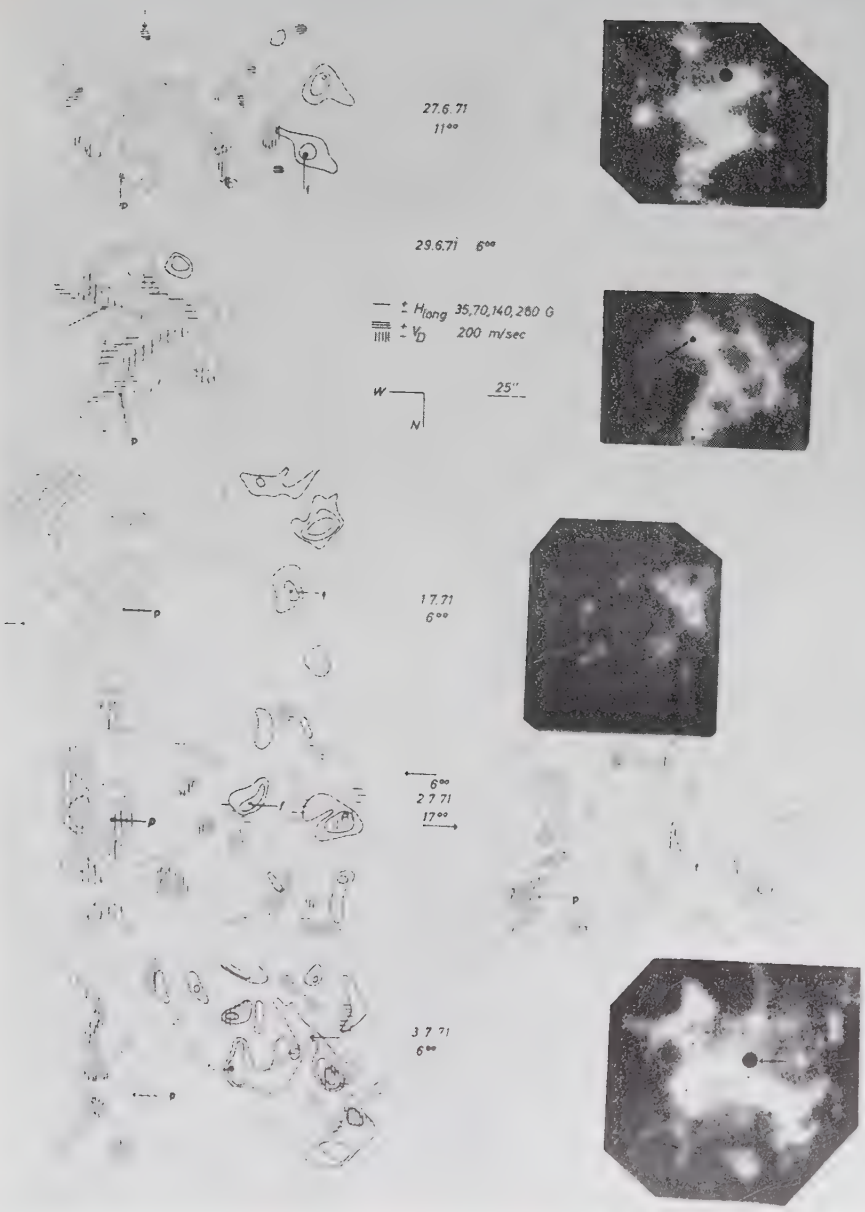


Abbildung A.1 : Mc Math 399

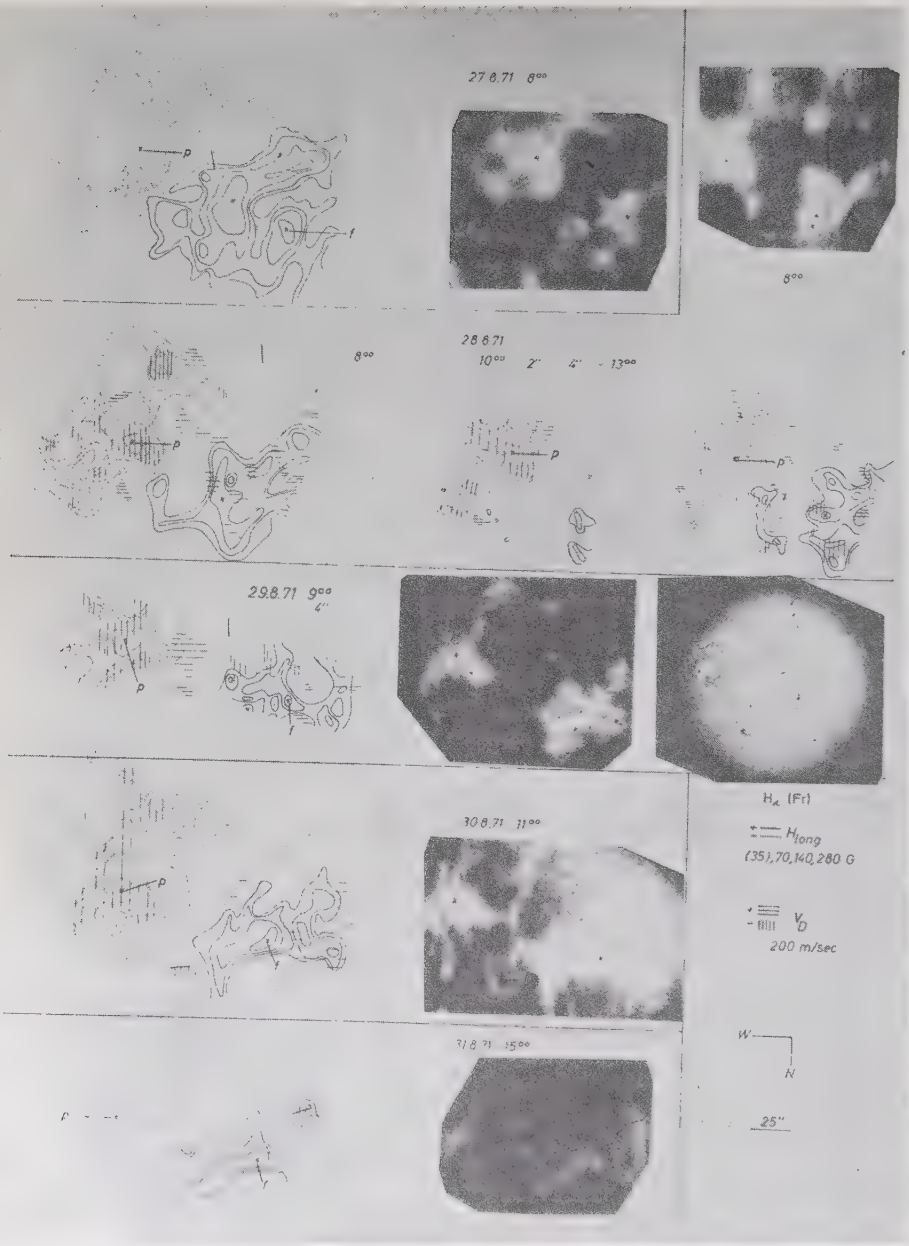


Abbildung A.2 : Mc Math 486

Zum Anhang: Es sei noch einmal daran erinnert, daß die hier abgebildeten Magnetogramme sämtlich unkorrigierte Feldstärkenwerte enthalten. Dies bedeutet, daß die eingezeichneten Isogaußlinien nicht den angegebenen Feldstärkenwerten entsprechen; diese müssen vielmehr noch mit den in 3.2 angegebenen Korrekturfaktoren multipliziert werden (Septembermagnetogramme: 1.76; Junimagnetogramme: 2.3).

Wirkung der Supergranulation (Beispiel)

Die detaillierte Wirkung einer Supergranule läßt sich sehr gut an der Zelle studieren, die südlich zwischen den beiden Fackelteilen liegt (Mc Math 486, Abb.A.2). Sie konzentriert an ihrem westlichen Rand magnetischen Fluß im Bereich des p-Gebiets (sowohl Feldstärke als auch Gradient wachsen), baut zugleich aber die etwas südlich liegenden Felder ab (Trennung der beiden magnetischen Hügel am 28.8.). Dadurch verlagert sich das Strömungssystem so, daß p nun nicht mehr westlicher sondern nahezu nördlicher Supergranulationsrand ist. Diese Ost-West-Orientierung wird von der genau zwischen den beiden Fackelteilen liegenden Supergranule wieder abgebaut, indem sie die schwächeren Felder der Feldausläufer nach Süden transportiert. Dadurch wiederum wird die dort liegende Zelle geschlossen und verkleinert. Im Laufe dieser Umformung wurde nicht nur p zum nördlichen Supergranulationsrand, auch die Polarität des Feldes am östlichen Zellenrand wechselte von f- zu p-Polarität.

Abbildung A.3 : Mc Math 509

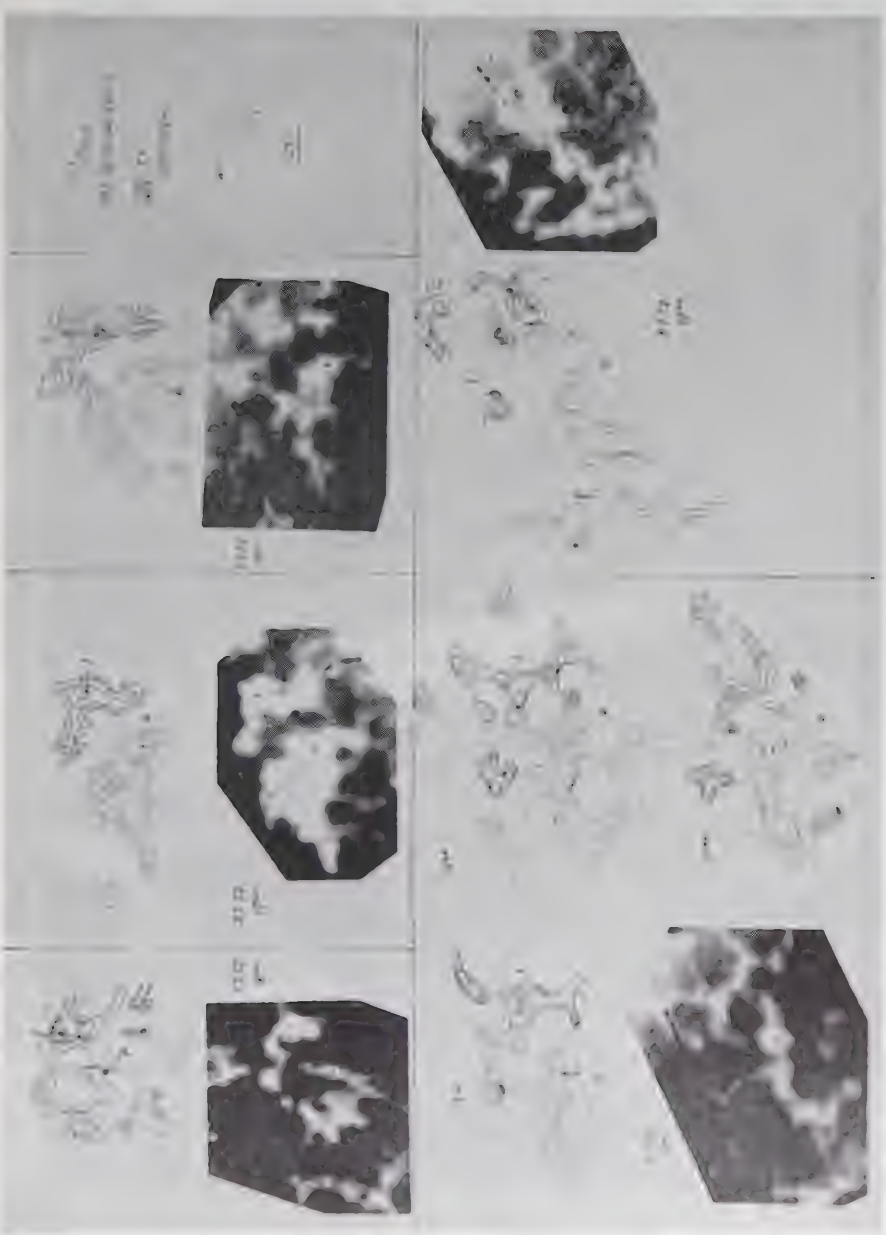


Abbildung A.4 : Mc Math 9[illegible]

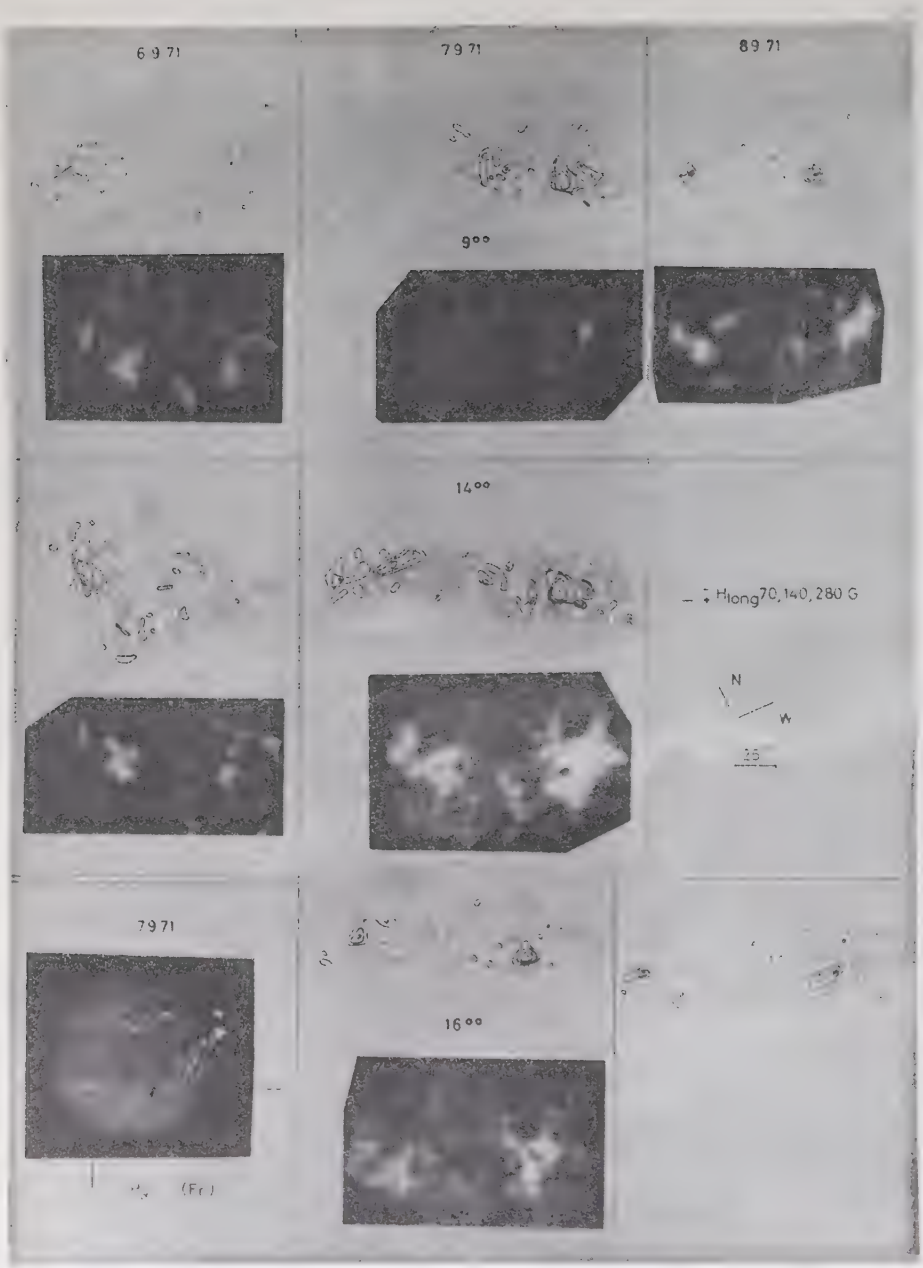


Abbildung A.5 : Rom 6215

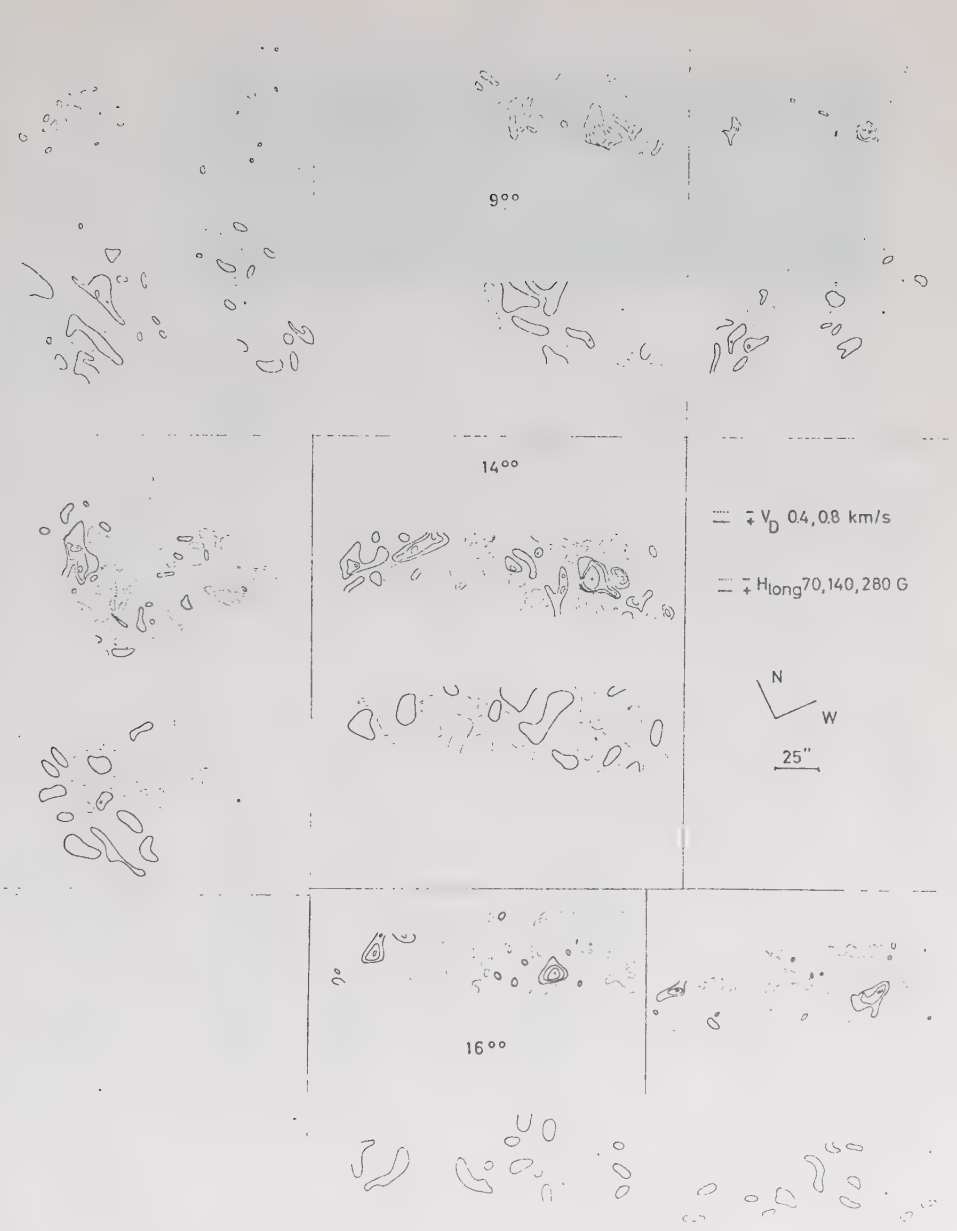


Abbildung A.6 : [illegible]

Abbildung A.7 : Rom 6215 Detail

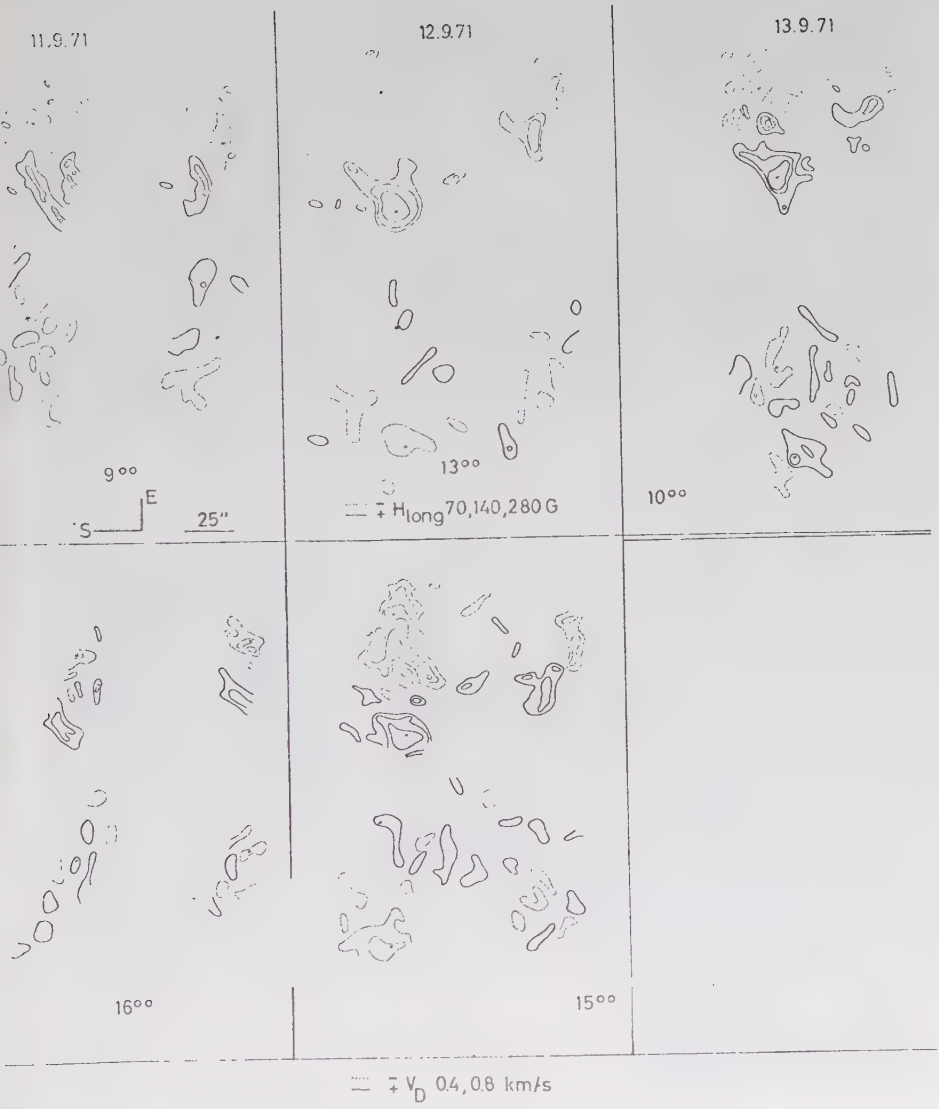


Abbildung A.8 : Rom 6217

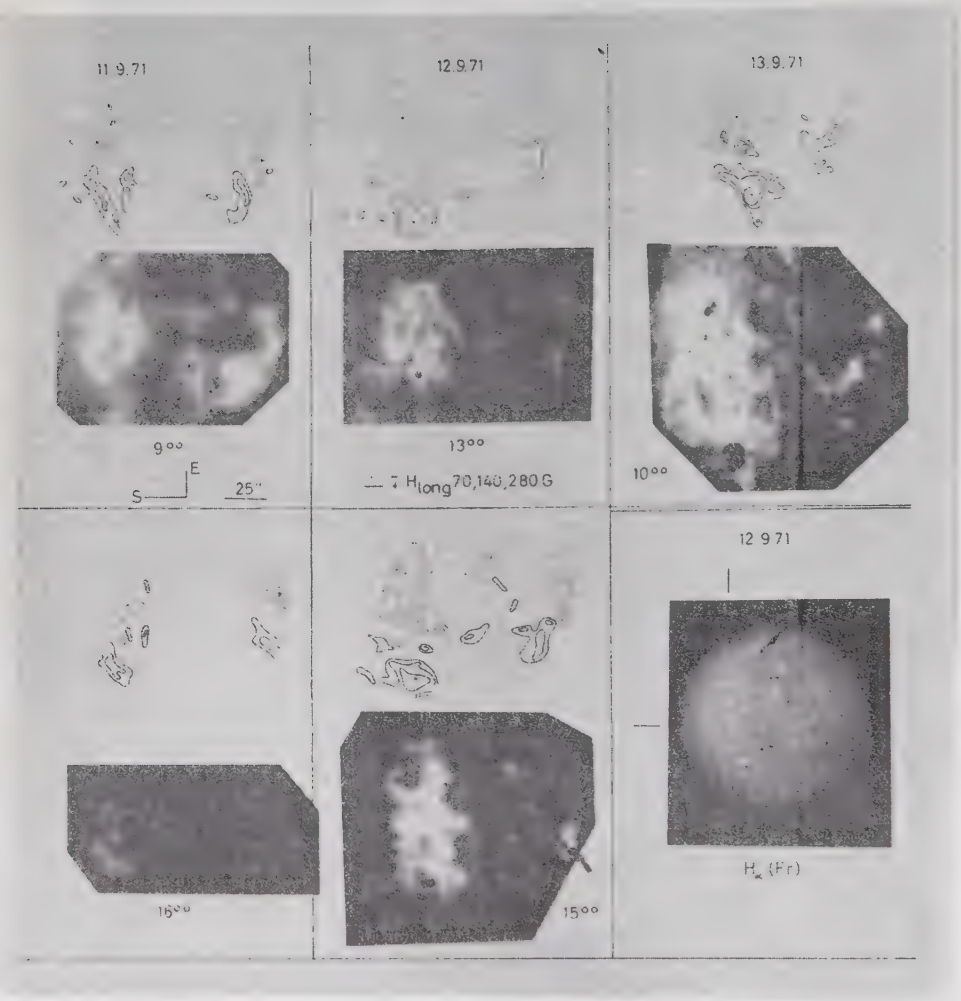


Abbildung A.9 : Rom 6217

Abbildung A.10 :.Rom 6221

Abbildung A.11 : Rom 6221

$\overline{\overline{\overline{

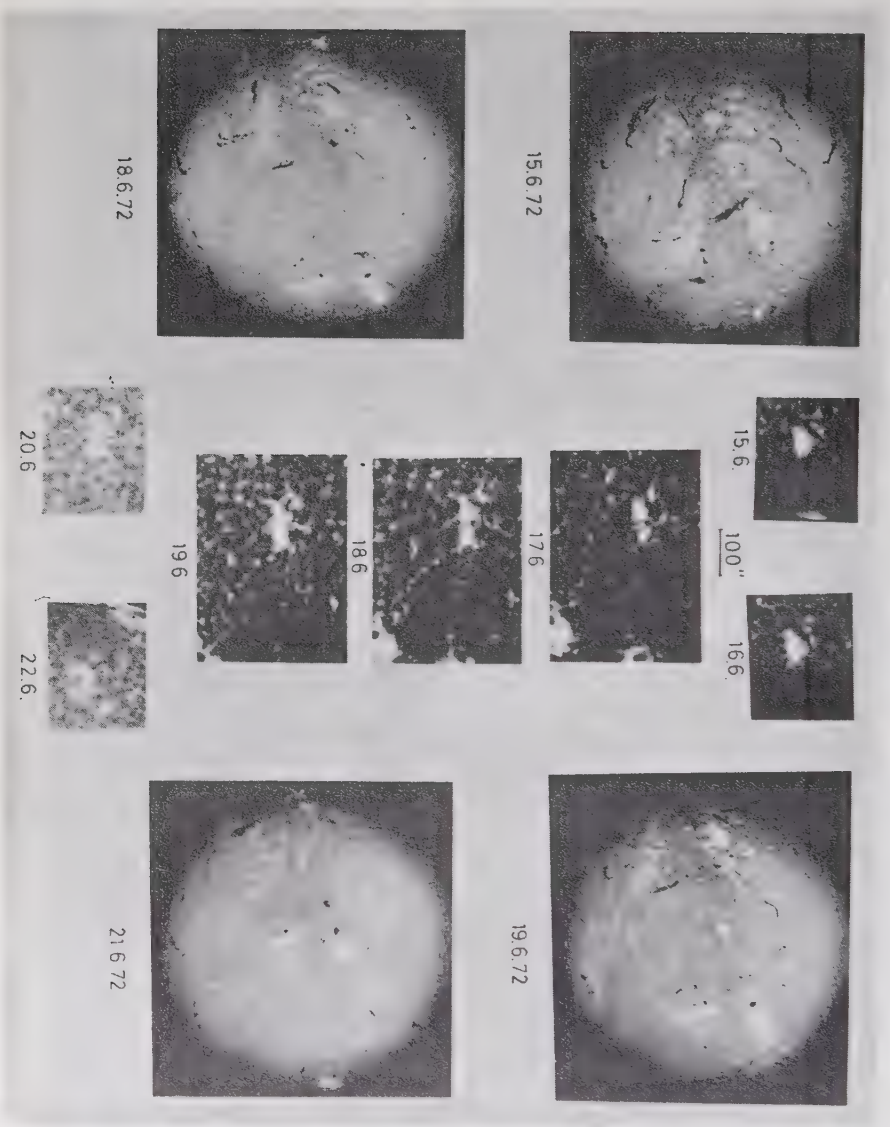


Abbildung A.13 : Rom 6314 H α-Aufnahmen: Freiburg/Routine
Ca-Aufnahmen: Freiburg/R.Born

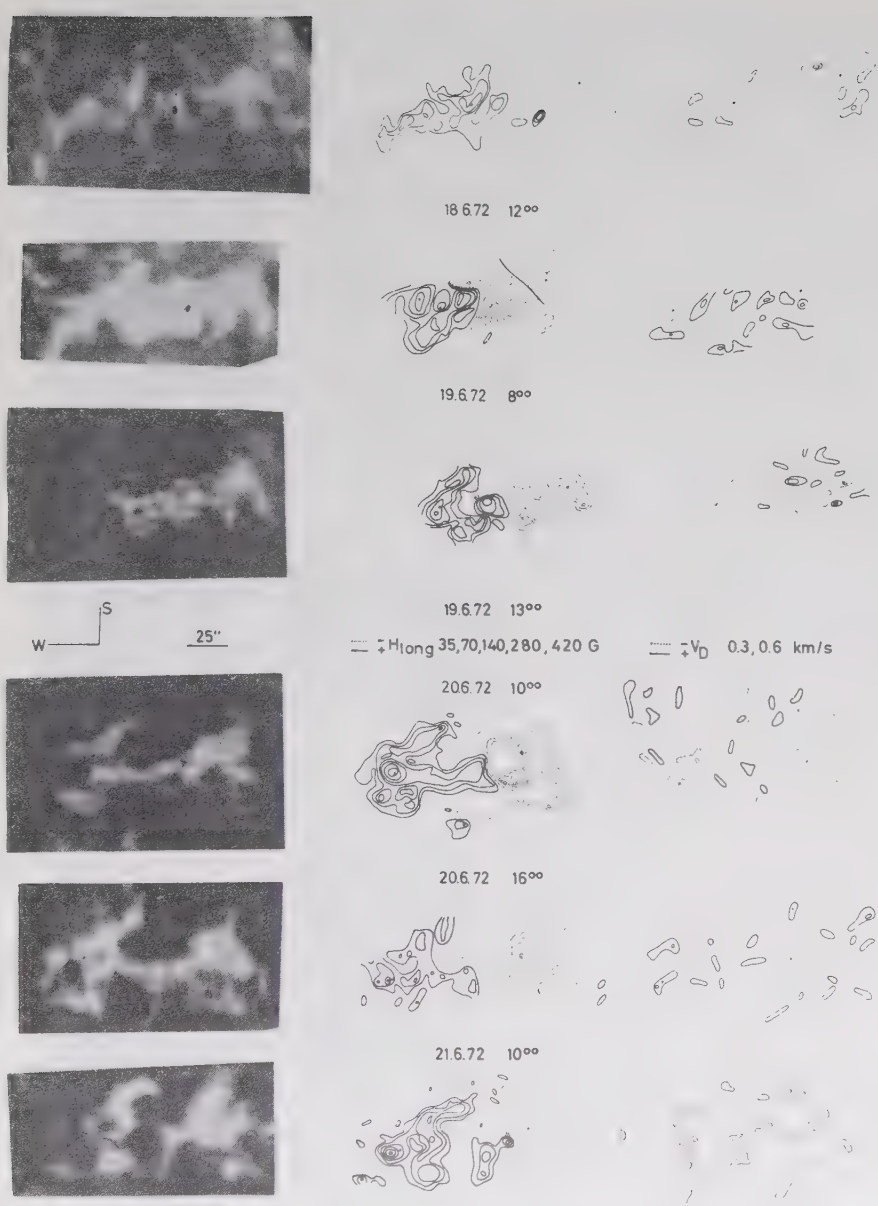


Abbildung A.14 : Rom 6314

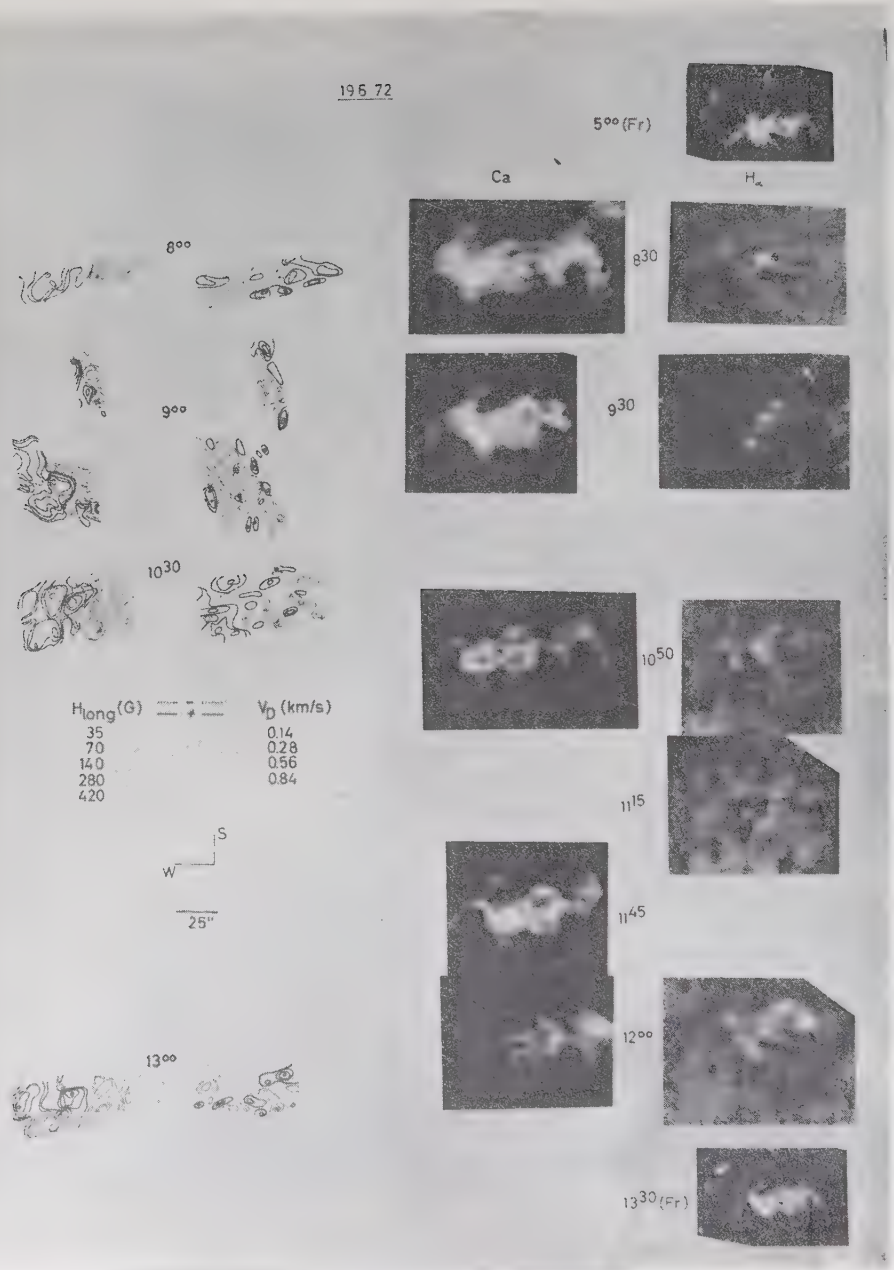


Abbildung A.15 : Rom 6314 Detail
H_α-Aufnahmen: $5^{00}/13^{30}$:Freiburg/R.Born

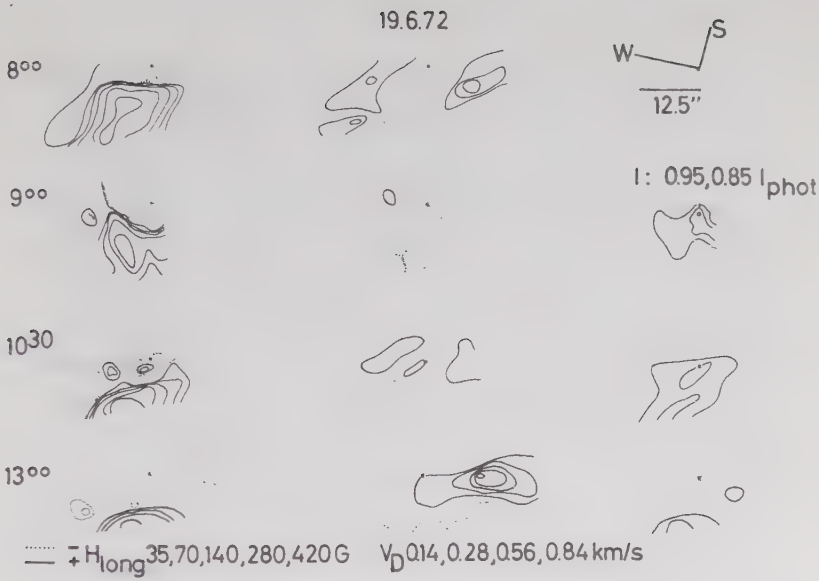


Abbildung A.16 : Rom 6314 Detail der magn.Hügel d,e (s.A.17)

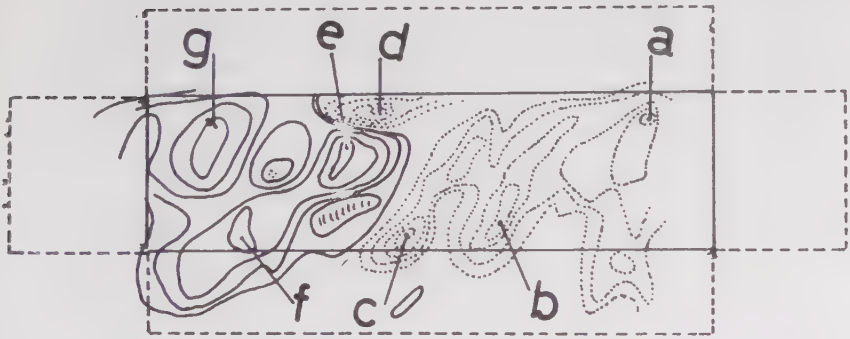


Abbildung A.17 : Rom 6314/19.6.72 - Bzeichnung der im Text genannten magnetischen Hügel sowie der Gebiete I,II

Entwicklung der Gruppe Rom 6314 am 19.6.72

8^{00} Auch jetzt erscheint die Struktur des Gesamtgebiets streng bipolar. Neben die zwei magnetischen Hügel des Vortags jedoch sind im f-Teil 3, im p-Teil 2 weitere getreten. Während das ehemalige f-Zentrum (a) eine kaum gesteigerte Feldstärke von -700G aufweist, hat sich das p-Zentrum (g) auf +1150G verstärkt. Es befindet sich dort eine Pore mit einer Zentralintensität von 80% der Photosphärenhelligkeit. Der Abstand zwischen diesen beiden Zentren liegt bei 80". Auch in den beiden anderen magnetischen Hügeln des p-Teils finden sich Poren (f:+700G,81% ; e:+1000G,90%).
Während sich also zwei der p-Poren in alten magnetischen Hügeln entwickelt haben, liegt die dritte in dem Teil des Gebiets, der am Vortag noch feldfrei war. In ähnlicher Weise hat sich auch der f-Teil entwickelt. Westlich des stabilen magnetischen Hügels haben sich zwei Poren (c: -900G,82% ; d: -340G,83%) und ein weiteres Feldzentrum entwickelt und zwar ebenfalls in dem ehemals feldfreien Zwischengebiet. Dies ist nun auf einen schmalen (3"), doch gut definierten Streifen zurückgegangen. Abweichend zu dieser neutralen Linie und außerhalb des geschlossenen f-Feldes liegt die Pore d. Durch ihre unmittelbare Nachbarschaft zur p-Pore e treten hier Gradienten von über 400G/" auf. Ebenfalls eine Ausnahme in dem wohldefinierten bipolaren Feld zeigt sich in dem winzigen f-Einschluß zwischen den Poren e und g.
Diese Magnetfeldstrukturen werden deutlich im Ca-Bild wiedergespiegelt. Hier ist eine Trennung zwischen p- und f-Teil nicht mehr zu erkennen. Das gesamte Gebiet ist praktisch zu einem Rechteck (100"x30") mit Ca-Emission ausgefüllt, dessen Innenraum durch sehr helle Ca-Emissionen und durch längliche, dunkle Streifen charakterisiert ist. Keine der Poren ist durch ein Ca-Emissionsloch zu erkennen. Die hellen Ca-Punkte stimmen nur teilweise mit den magnetischen Zentren überein. Die

dunklen, länglichen Strukturen decken sich in Lage und Größe mit zwei AFS, die in dem H_α-Bild zu erkennen sind. Ein drittes AFS ist auch im H_α-Bild nur als recht diffuse Struktur ausgeprägt. Die Lage der AFS gibt Aufschluß über die Zusammenhänge während der Entstehung der verschiedenen Zentren. Das südlichste AFS scheint g und d zu verbinden. Es ist 24" lang (Abstand g-d: 30") und auf einer H_α-Aufnahme aus Capri (R.Born) schon um 5^{53} (Locarno Ortszeit) zu erkennen. Da es nach einer Stunde nicht mehr zu sehen ist, kann man annehmen, daß es das letzte Stadium eines Flußröhrenausbruchs kennzeichnet. Während der eine Fußpunkt dieser Flußröhre fest im p-Zentrum g lag, befand sich der andere im feldfreien Gebiet östlich von g. In diesem Gebiet hat sich daneben (der Zeitpunkt läßt sich auf Grund des vorhandenen Materials nicht angeben) ein zweiter Feldausbruch vollzogen. Unter der Annahme, daß der eine Fußpunkt einer Flußröhre stets in einem magnetischen Zentrum fest verankert ist, müßte sich der feste Fußpunkt in einem Hügel der f-Polarität (in b) befunden haben. Zwischen beiden Zentren befindet sich um 5^{53} ein AFS. So haben sich dicht nebeneinander, jedoch vollkommen unabhängig die beiden Poren e und d mit Feldern der entgegengesetzten Polarität gebildet. Ihre Trennung erfolgt durch eine "echte" neutrale Linie (Frazier,1972b), an der gegenseitige Feldannihilation vor sich gehen sollte. Aus dem Detailbild (s.Abb.A.16) kann man die Steilheit des Gradienten entnehmen.
Während das AFS auf eine noch bestehende Verbindung zwischen g undd schließen läßt, findet sich zwischen b und e um 8^{oo} kein AFS mehr. Von e jedoch geht ein anderes, vorerst noch rudimentäres AFS in den südlichen Teil von c. Parallel dazu liegt nördlich das am besten ausgebildete AFS, das sich in einer Länge von 27" um 5^{o} gegen die Ost-West-Richtung geneigt erstreckt.
Es verbindet f mit c und dokumentiert das Aufsteigen einer Flußröhre, deren einer Fußpunkt fest in dem magnetischen Hügel f verankert ist. Die Aufnahme von 5^{53} weist darauf hin, daß der Ausbruch zu diesem Zeit-

punkt noch nicht eingesetzt hatte (vorausgesetzt, daß die AFS gleichzeitig mit dem Auftreten der Flußröhre sichtbar werden und helle Ca-Emissionen ein sich entwickelndes Gebiet anzeigen). Sowohl AFS als auch helle Ca-Emission sind in einer Capri-Aufnahme um 8^{17} vorhanden.

Im Geschwindigkeitsfeld zeigen sich im Übersichtsdopplergramm starke nach unten gerichtete Materiebewegungen vor allem über den magnetischen Zentren c, e,f,g. Großräumige Felder mit aufsteigender Materie liegen vorwiegend in magnetfeldfreien Gebieten. Die Geschwindigkeitsstruktur zwischen g und d zeigt ein gut mit einem AFS übereinstimmendes Bild. An beiden Enden strömt die Materie nach unten, in der Mitte wird Aufströmung beobachtet. Die Aufwärtsströmung in der Mitte ist aber nur mit weiteren, aufsteigenden Flußröhren zu erklären. Eine solche Annahme aber scheint durch das Verschwinden dieses AFS in der nächsten Zeit widerlegt zu sein. - Im nördlichen Teil (f-c) korrespondiert das Geschwindigkeitsfeld besser mit einem schon existierenden und einem neu sich bildenden AFS. An den Eckpunkten (gleichbedeutend mit den magnetischen Zentren f und c) strömt die Materie ab, in ihrer Mitte wird ein kleines Gebiet mit aufsteigender Materie beobachtet. Dies könnte eventuell auf kleine, aufsteigende Filamente schließen lassen, umso mehr, als sich dort auch ein kleines Feld der f-Polarität inmitten eines p-Gebiets befindet. Das mittlere AFS hinterläßt keine eindeutige Geschwindigkeitsstruktur. Man beobachtet lediglich in und südlich von e Abströmung; aufsteigende Materie im Bereich der neutralen Zone ist nicht festzustellen. Wohl aber findet sich aufsteigende Materie in einem f-Gebiet genau südlich von c.

9^{00} Das Magnetogramm (von dem Gesamtmagnetogramm liegt keine Abbildung vor) ist aus mehreren Einzelscans zusammengesetzt, da es das Ziel dieser Registrierung war, den östlichen Teil des Gebiets aufzunehmen. Im groben Überblick hat sich die Magnetfeldstruktur erhalten. Verändert haben sich vor allem die Feldstärken der mag-

netischen Zentren. Da diese Änderungen teilweise im entgegengesetzten Sinn verlaufen, kann ein nur seeingbedingter Effekt ausgeschlossen werden. Im selben Maß wie g, wo die Feldstärke nun bei +1500G liegt, sind die magnetischen Zentren f,e und c gewachsen. In d und b sind die Feldstärken zurückgegangen.
Im Ca-Bild haben sich die meisten Details, wie z.B. die nördlichen Einbuchtungen im f-Teil, die Ca-Emissionslöcher innerhalb des Gebiets und die dunklen Kanäle erhalten. Das H_α-Bild weist nur noch zwei AFS auf. Das südliche System ist verschwunden; die beiden nahezu parallel verlaufenden Systeme enden gemeinsam im Bereich von c und haben ihren Ausgangspunkt in f bzw in e. Da keine Verbindung mehr zwischen g und d besteht, scheint sich d langsam aufzulösen - vor allem da sich e weiter verstärkt. Auf die Auflösung weisen einerseits die hohen Feldgradienten hin (über 500G/"), andererseits die Abnahme der zentralen Feldstärke. Die Kontinuumsverdunklung ist über die neutrale Linie hinweg ausgedehnt und existiert selbst in Gebieten mit Feldstärken um $\pm$ 140 G. Zu erkennen ist hier auch der feldfreie Einschluß im p-Teil, in dem vor einer Stunde noch rudimentäres f-Feld vorhanden war. Die Pore c ist im Laufe der letzten Stunde deutlicher hervorgetreten. In dem Bereich, den die AFS überdecken, haben sich kleine f-Felder verstärkt, und ein Teil des p-Feldes ist vom Hauptgebiet abgetrennt. Auch hier existieren höhere Feldgradienten. Am anderen Ende der AFS sind die Feldstärken in e und f entsprechend gewachsen. Es bleibt die Frage, wie die Feldschläuche zu den AFS korreliert sind. In dem nördlichen AFS hat es den Anschein, als stiegen sowohl in f als auch in c neue Feldschläuche auf. Deren freie Fußpunkte wären in den kleineren Feldern zu sehen. Stiegen die Flußröhren in der Mitte zwischen f und c auf, so bestünde die Diskrepanz zwischen steigender Feldstärke und benachbarter entgegengesetzter Polarität. Das südliche AFS, auf Grund der Entfernung zwischen beiden Gebieten kürzer, könnte auf direkt zwischen bzw in den Zentren aufsteigende Fluß-

röhren zurückzuführen sein. Hier werden keine Zwischenfelder beobachtet, und der Abstand der Gebiete ist gering.
Das Geschwindigkeitsfeld ist charakterisiert durch die über den Zentren sinkende Materie, wobei in den besonders aktiven Zentren maximale Geschwindigkeiten von 1km/sec erreicht werden. Aufsteigende Materie wird fast ausschließlich in den magnetfeldfreien Gebieten beobachtet. Die Detailstudie zeigt diese starke Abströmung noch einmal an dem nördlichen Rand der Pore e. Hier liegt zugleich auch das Ende des südlichen AFS. In dem Bereich, in dem die Feldannihilation (Aufhebung zweier Felder mit entgegengesetzter Polarität bei Zusammenschluß der Feldlinien; der magnetische Fluß (longitudinal) verschwindet bei diesem Vorgang) angenommen werden kann, herrschen verhältnismäßig geringe Geschwindigkeiten, und es kommt im westlichen Bereich von d sogar zu aufsteigender Materie. Die Existenz der AFS wird durch die abströmende Materie in ihren Endpunkten bestätigt. Es liegen für das Gebiet um c zwei verschiedene Registrierungen vor. Da beide in einem gewissen zeitlichen Abstand (15 Minuten) aufgenommen wurden und im Geschwindigkeitsfeld weitgehende Übereinstimmung zeigen, spricht dies für die Verwendbarkeit der Dopplergramme. Aufsteigende Materie ist vereinzelt östlich von e und zwischen f und c zu beobachten. Die Maximalwerte liegen hier ebenfalls bei über 700 m/sec.

10^{30} Im Ca-Bild tritt die p-Hauptpore jetzt deutlich hervor. Bei einer Einsenkung der Intensität von 70% besitzt sie eine Feldstärke von 2250G. Doch auch das Gebiet c - offensichtlich die f-Hauptpore - ist bereits im Ca-Bild zu erkennen. Sie liegt etwas seitlich in einer Einbuchtung und weist ebenfalls eine Einsenkung von 70% auf; die maximale Feldstärke beträgt -1200G. Demgegenüber entspricht der nur wenig verstärkten Pore e (+1300G,84%) kein Detail in der Ca-Struktur. Die sehr hellen Ca-Emissionen östlich von g stimmen mit den Gebieten überein, von denen neue AFS ausgehen. Es handelt sich dabei

einmal um ein zu f benachbartes Gebiet, das ein relativ hohes magnetisches Plateau besitzt, das jedoch noch keinen ausgebildeten magnetischen Hügel aufweist. Das AFS führt nach Norden, in ein Gebiet außerhalb des abgescannten Bereichs, sodaß ein korrspondierendes Auftreten von Feldern der f-Polarität nicht beobachtet werden kann. Während dieses AFS sehr kompakt auftritt (13"x4"), liegen weiter im Süden - von g sowohl in H_α als auch in Ca durch ein Emissionsgebiet getrennt - dicht nebeneinander zwei kleinere Systeme (Länge unter 6").
In eben diesem Gebiet zeigt sich im Magnetogramm auch ein Einschluß negativer Polarität im positiven p-Feld. Ein weiteres AFS, parallel zu diesen beiden, jedoch länger, scheint ein Überbleibsel des alten Systems zu sein, das zwischen c und f lag.
Somit sind neben dem weiteren Feldanstieg in den Zentren c,e und g die gravierendsten Veränderungen dicht östlich der Hauptpore im Norden bzw Süden zu erwarten. - Im Süden zeigt sich die Einlagerung der f-Polarität mit Feldstärken um 400G. Dicht neben ihr vollzieht sich die weitere Auflösung des Gebiets d., dessen zentrale Feldstärke unter -300G gesunken ist. Das Feld zeigt hier eine komplexe Struktur, die von dem Magnetographen nicht mehr aufgelöst wurde. Im Bereich einer Kontinuumsverdunklung von 85% schwankt das Signal zwischen positiven und negativen Ausschlägen; sicherlich herrschen hier weit größere Feldstärken und Gradienten als sie vom Magnetographen angezeigt werden.
Im Norden deutet sich ein kleiner magnetischer Hügel westlich von f an, dessen zentrale Feldstärke jedoch gerade +600G erreicht und der eine maximale Ausdehnung von 2" besitzt. Interessant ist die Rückbildung des Gebiets zwischen c und f, in dem sich vor allem die positiven kleinen Felder wieder zu einem Feldarm des Gesamtfeldes zurückgebildet haben, während - wie um 8^{oo} - nur noch vereinzelt kleine f-Felder vorhanden sind. Hier scheint weitere Fluß ausgebrochen zu sein, wobei der feste Punkt der Flußröhre in c und der freie Fuß-

punkt im Gebiet zwischen c und f lag. Neben dem Verschwinden der rudimentären f-Felder in diesem Gebiet und der Rückbildung des Feldarms spricht auch eine Abnahme der zentralen f-Feldstärke hierfür.
Im Geschwindigkeitsfeld der vorausgegangenen Registrierungen fand sich in keinem der neuen Feldgebiete eindeutig aufsteigende Materie. Jedoch konnte westlich von dem neuen p-Hügel (f2) Aufströmung beobachtet werden. Auch in dem jetztigen Dopplergramm findet sich in der Nähe oder über den Zentren sinkende Materie, die vor allem in c Maximalwerte erreicht. Ein bemerkenswerter Materieaufstieg erscheint schon im großräumigen Dopplergramm in der Nähe des Einschlusses negativer Polarität. Im Übergangsgebiet d-e ist das Geschwindigkeitsfeld relativ eindeutig mit nach unten gerichteten Komponenten. In den Teilen, die der Magnetograph nicht aufzulösen vermochte, werden auch Aufströmungen beobachtet. Hier kann man allerdings nicht sagen, wie diese Werte von der irregulären Magnetfeldstruktur beeinflußt werden. Am Rand des östlichen f-Feldes werden Aufwärtsströmungen mit Geschwindigkeiten bis zu 600 m/sec registriert. Im Detailbild findet man in fast allen nördlichen p-Feldern erstaunliche Aufwärtsbewegungen. Während genau über c die Materie mit Geschwindigkeiten bis zu 600 m/sec abströmt, befinden sich im nordöstlichen Bereich der Pore g drei Zentren mit aufsteigender Materie. Wie sich aus den neu entstandenen und noch nicht voll entwickelten AFS schließen läßt, treten hier mehrere Feldschläuche durch die Photosphäre und führen dabei Materie mit.

12^{00} Das Zentralgebiet wurde erst wieder um 13^{00} vollständig registriert. Die Ca- Aufnahmen deuten darauf hin, daß sich die Feldstruktur zwischen 12^{00} und 13^{00} im Wesentlichenerhalten hat, daß sich allerdings zwischen 11^{00} und 12^{00} noch einmal stärkere Entwicklungsprozesse vollzogen haben. An Hand des zuletzt diskutierten Magnetogramms und einiger Ca- und H_α-Aufnahmen soll versucht werden, diese Entwicklung zu erfassen. Offensichtlich setzte sie gegen 11^{00} ein. In H_α sind die kleinen,

südlichen AFS und das relativ gut entwickelte System im Norden zu sehen. In Ca liegen östlich von der p-Pore zwei helle Emissionspunkte, zwischen denen ein länglicher, dunkler Kanal nach Osten geht (mittleres AFS). Um 11^{15} haben sich die kleinen AFS bis zur p-Pore ausgedehnt. Man muß also annehmen, daß im Gebiet des eingelagerten f-Feldes Flußröhren aufgestiegen sind, die nun nahezu zwischen g und d liegen. Das nördliche AFS ist abgeschwächt aber noch gut sichtbar. Verbindungen scheinen auch hier zwischen d und dem neuen Zentrum zu bestehen. Weiter im Osten deutet ein schwaches System auf einen erneuten Feldausbruch in der f-Pore c hin. Allerdings zeigt eine Feldstärkenmessung in den einzelnen Zentren, daß die Feldstärke in c auf -1100G zurückgegangen ist, während sie in g auf +2400G anstieg. In e nahm die Feldstärke ebenfalls ab.
Um 11^{45} liegen in Ca die beiden hellen Emissionspunkte sehr viel weiter östlich von g. Sie scheinen innerhalb der letzten Stunde um 12" gewandert zu sein und befinden sich nun westlich eines Emissionslochs, das bereits einmal um 10^{50} deutlich in Ca zu sehen war und das auch um 11^{55} wieder deutlich hervortritt. Zu diesem Zeitpunkt hat die Helligkeit der Emissionspunkte bereits wieder abgenommen, drei Minuten später sind sie verschwunden. Bei dem Emissionsloch handelt es sich um die Pore e. Von 10^{50} bis 11^{55} ist auch die durch g hervorgerufene Verdunklung in Ca beträchtlich größer geworden, und auch Pore c ist deutlich zu erkennen. Die H_α-Aufnahme von 12^{00} weist noch ein rudimentäres AFS auf, das von g ausgeht. Der Feldausbruch scheint hier - zumindest vorerst - abgeschlossen. Im Gegensatz dazu setzt er sich im Norden - ausgehend von dem neuen Zentrum f2 - weiter fort; auch von c geht deutlich ein kleines (10"), schmales AFS aus. Nördlich von diesem findet sich ein weiteres System, das in f seinen Ursprung haben könnte. Alle auftretenden Systeme sind in west-östlicher Richtung orientiert; nur das von f2 ausgehende liegt senkrecht dazu. Auch in Ca weist ein dunkler, von c aus-

gehender Kanal auf die Existenz eines AFS hin.

13^{00} Das Ca-Bild hat sich gegenüber 12^{00} kaum verändert. Die drei Poren sind gut zu erkennen, hellere Ca-Emissionspunkte treten vereinzelt auf. Sie erreichen jedoch nicht die Helligkeit der früheren Emissionspunkte. Die Magnetfeldkonfiguration hat sich stark vereinfacht. Sowohl d wie auch die kleine Einlagerung sind bis auf geringe Reste verschwunden, und es ist ein recht großes, feldfreies Gebiet entstanden. Die Feldstärken des benachbarten Porenpaars, an dessen Grenze sich die Feldanihilation vollzog, ist einerseits auf +700G gesunken, andererseits auf +1700G (nördliche Pore) gestiegen. Von den vier f-Zentren ist im Wesentlichen nur eins übrig geblieben, das die f-Pore c mit -1700G und 64% bildet. Die beiden anderen magnetischen Hügel des f-Teils liegen im Osten und zeigen bei Feldstärken um -600G keine Kontinuumsverdunklungen. Im p-Feld hat sich neben der Hauptpore g (+2700G/49%) und der Pore f (+600G/91%) im Westen eine weitere Pore f2 gebildet; bei der relativ niedrigen Zentralfeldstärke von 570G weist sie eine Einsenkung von 94% auf.
Im Geschwindigkeitsfeld zeigen sich Abwärtsbewegungen vor allem in den beiden Zentren g und c, wobei weiterhin in c Maximalgeschwindigkeiten erreicht werden (900 m/sec). Auch in den anderen Zentren sinkt die Materie ab, und nur über e scheint eine Aufwärtsbewegung zu bestehen. Südöstlich von e in der Nähe des f-Ausläufers liegt ein Gebiet, in dem die Materie mit über 750 m/sec aufwärts strömt. Hier wird um 14^{27} ein AFS beobachtet (s.u.). In dem Bereich zwischen f und f2 ist ein schwaches Absinken festzustellen. Lediglich im nördlichen Teil von e und genau westlich von c steigt Materie in einem räumlich eng begrenzten Gebiet auf. Auch hier werden sich später AFS zeigen. Auf der H_α-Aufnahme (Capri, R.Born) von 14^{27} treten sie deutlich hervor. Ein sehr starkes System verbindet direkt die Zentren e und c. Ein kleineres AFS scheint von e in das südliche f-Gebiet zu gehen.

Lebenslauf

Ich wurde am 2.1.1945 als zweiter Sohn der med.techn. Assistentin/Hausfrau Gisela Roßbach - geb. Klanert - und des Reiseinspektors Gotthard Roßbach in Göritz geboren. Ich wurde 1951 in eine hannoversche Grundschule eingeschult und Ostern 1955 auf die Lutherschule-Hannover (Gymnasium) umgeschult.
Nach dem Ablegen der Reifeprüfung (Februar 1964) begann ich in Göttingen im Sommersemester ein Physikstudium, im Wintersemester 1964/65 ein Germanistikstudium. Nach dem Bestehen des Vordiploms in Physik (am Ende des Sommersemesters in Göttingen 1966) brach ich das Germanistikstudium ab. Im Wintersemester 1966/67 setzte ich das Physikstudium in Freiburg fort.
Ich kehrte im Sommersemester 1967 nach Göttingen zurück und fertigte bei Prof.Dr.E.H.Schröter an der Sternwarte eine Diplomarbeit mit dem Thema "Minimalintensitäten von Sonnenflecken als Funktion ihrer Fläche - Einige Eigenschaften der solaren Granulation in der Nachbarschaft eines größeren Aktivitätszentrums" an. Die Diplomprüfung in Physik legte ich im Oktober 1969 ab. Herr Prof.Dr.E.H.Schröter bot mir danach die Möglichkeit einer Promotion über photosphärische Magnetfelder.
Meine Frau Marita Herrmann (Realschullehrerin) und ich heirateten am 8./9.Mai 1970.